



Mise au point de la calorimétrie au Run II de l'expérience D0 et mesure de la masse du boson W

Jan Stark

► To cite this version:

Jan Stark. Mise au point de la calorimétrie au Run II de l'expérience D0 et mesure de la masse du boson W. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph Fourier Grenoble I, 2013. tel-01384447

HAL Id: tel-01384447

<https://theses.hal.science/tel-01384447>

Submitted on 20 Oct 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution| 4.0 International License

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

**Mise au point de la calorimétrie
au Run II de l'expérience DØ
et mesure de la masse du boson W**

Mémoire présenté par

Jan STARK

pour obtenir le

Diplôme d'habilitation à diriger des recherches

Spécialité : Physique

Soutenu le 19 février 2013 devant le jury composé de

M.	G.	Blazey	
M.	A.	Höcker	Rapporteur
M.	P.	Janot	Rapporteur
M.	S.	Kox	Président
M.	J.-P.	Lees	
M.	P.	Pétroff	Rapporteur

Table des matières

Introduction	5
1 La masse du boson W et contraintes indirectes sur le boson de Higgs	7
2 Dispositif expérimental	11
3 Production des bosons W et Z auprès du Tevatron et principe de la mesure de la masse du boson W	13
3.1 Production des bosons W et Z au Tevatron	13
3.2 Signature dans le détecteur des désintégrations $W \rightarrow e\nu$; observables sensibles à la masse du boson W	14
3.3 Précision requise pour les objets dans l'état final	14
3.4 Stratégie pour la mesure de la masse du boson W	16
3.5 Analyse « en aveugle »	16
4 La calorimétrie de l'expérience DØ	17
4.1 Présentation du calorimètre; performances au Run I et au début du Run II . .	17
4.2 Erreurs dans la chaîne de lecture	19
4.3 Détermination des gains des calorimètres	22
4.4 Echantillonnage des gerbes électromagnétiques au Run II	31
4.5 Dépendance des gains avec la luminosité instantanée	37
4.6 Stabilité dans le temps	40
4.7 Conclusion	46
5 Mesure de la masse du boson W	47
5.1 Reconstruction et sélection des événements	47
5.2 Simulation des événements	48
5.2.1 Simulation de la production et la désintégration des bosons W et Z . .	48
5.2.2 Simulation paramétrée du détecteur	49
5.3 Modélisation des électrons	50
5.4 Modélisation du recul hadronique	52
5.5 Bruit de fond	53
5.6 Incertitudes systématiques	55
5.7 Résultats	55
5.8 Tests de stabilité	59
5.9 Combinaison des résultats	60
5.9.1 Combinaison des différents résultats du Run II de DØ	61
5.9.2 Nouvelle combinaison du Tevatron et nouvelle combinaison mondiale . .	62

5.10	Contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs et confrontation à la particule découverte au LHC	62
5.11	Conclusions	63
6	Prospectives	67
6.1	Mesure de la masse du boson W	67
6.1.1	Mesures au Tevatron	67
6.1.2	Mesures auprès d'autres collisionneurs	68
6.2	Physique au-delà du modèle standard et « limite de découplage »	70
	Remerciements	71
	Bibliographie	73

Introduction

Ce mémoire résume une grande partie de mon activité de recherche au cours des dix dernières années, c'est-à-dire depuis mon arrivée au CNRS et dans la Collaboration DØ. Pendant ces années, j'ai eu le privilège de participer à une période exceptionnellement excitante dans la recherche à la frontière actuelle des hautes énergies. En effet, une nouvelle phase d'exploitation du collisionneur Tevatron, le Run II, venait tout juste de commencer. A l'époque, le Tevatron était le collisionneur avec l'énergie dans le centre de masse la plus élevée au monde. De plus, il était le seul collisionneur opérationnel avec une énergie et une luminosité suffisamment grandes pour fournir de grands échantillons des bosons vecteur de l'interaction faible, les bosons Z et W . Leurs propriétés avaient déjà été étudiées très précisément auprès du collisionneur LEP qui fonctionnait au CERN dans les années 1989–2000. Les résultats des quatre expériences auprès du LEP incluent une riche collection d'études précises de tous les aspects des propriétés des bosons Z et W . Ces résultats resteront, pendant au moins quelques décennies encore, une contribution incontournable à notre compréhension de l'interaction électrofaible. Cependant, la précision expérimentale sur l'une des observables, la masse du boson W (m_W), qui a été mesurée très précisément au LEP avec une incertitude relative de $4,1 \times 10^{-4}$ n'est pas suffisante pour l'un des principaux tests du modèle standard (MS) de l'interaction électrofaible. En effet, le MS prédit une relation entre les masses du quark top, du boson W et du boson de Higgs. Une mesure de la masse du quark top et de celle du boson W permet donc, dans le cadre du MS, de prédire la masse du boson de Higgs hypothétique. Le facteur limitant dans cette contrainte indirecte sur la masse du boson de Higgs est la précision des mesures de m_W . De nouvelles mesures de précision de m_W sont donc une contribution importante aux tests du MS et à notre compréhension du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. Une mesure de m_W dans l'expérience DØ est au cœur du travail qui est exposé dans ce mémoire.

En même temps, les préparations de la prochaine génération d'expériences se sont achevées après plus de vingt ans de travail. Depuis 2010, les expériences ATLAS et CMS auprès du collisionneur LHC au CERN accumulent des données dans un domaine en énergie bien au-delà de ce qui avait été atteint auparavant. Le démarrage de ces expériences marque le début d'une nouvelle ère dans la recherche directe du boson de Higgs et dans la recherche de physique au-delà du modèle standard. Un premier succès a été la découverte, à l'été 2012, d'un nouveau boson qui est compatible avec le boson de Higgs du modèle standard. Les nouvelles mesures de m_W que nous avons obtenu au Tevatron (indépendamment dans les expériences DØ et CDF) en avril 2012 arrivaient donc au bon moment. Elles nous ont permis de vérifier avec précision que la particule découverte au LHC « a la bonne masse pour être le boson de Higgs du MS ». Ceci est une autre belle réussite pour le modèle standard.

Comme nous allons le voir tout au long de ce mémoire, la mesure de la masse du boson W auprès d'un collisionneur hadronique, comme le Tevatron ou le LHC, n'est pas une simple mesure parmi d'autres. Elle est le fruit de tout un programme de recherche de fond. L'élément

clé de ce programme est la compréhension détaillée de la mesure de l'énergie des leptons issus de la désintégration des bosons W . Dans l'expérience DØ, nous nous concentrons sur les électrons et les mesures calorimétriques de leur énergie. Une grande part de ce mémoire est donc dédiée au travail de fond que nous avons mené sur la compréhension détaillée de la calorimétrie de l'expérience DØ. Ensuite nous exposons la mesure de m_W proprement dite. La discussion est centrée sur quelques développements clés qui nous ont permis de réaliser cette mesure de précision, sur les résultats que nous avons obtenus et sur leurs implications.

Un tel programme de recherche nécessite le travail d'une équipe de personnes à la fois dédiées et motivées. Le succès du programme dépend d'une bonne collaboration dans l'équipe. Dans DØ, nous avons eu la chance de pouvoir travailler avec un groupe exceptionnel de jeunes collègues. Au cours des années, sept thèses de doctorat ont été préparées au sein de notre groupe [1–7] et cinq post-doctorants ont fait des contributions majeures. J'ai étroitement collaboré avec eux, d'abord comme co-responsable de différents groupes de travail sur la calorimétrie, et ensuite comme co-responsable du groupe d'analyse m_W . J'ai assuré la co-direction de deux des thèses [1, 5] et l'un des post-doctorants, Hengne Li, a travaillé pendant trois ans avec moi dans le groupe DØ à Grenoble. La collaboration intense avec tous les membres de ce groupe a été rendue possible par un séjour de deux ans et demie (à partir de septembre 2004) au Fermilab dans le cadre d'une mise à disposition, ainsi que par de nombreux déplacements de courte durée.

Le premier chapitre de ce mémoire introduit le lien entre la mesure de la masse du boson W et les contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs. Comme nous l'avons dit, ces contraintes indirectes sont la motivation de nos mesures de m_W . Dans ce chapitre nous expliquons aussi pourquoi nous avons besoin de la précision expérimentale exceptionnelle sur m_W qui a été mentionnée ci-dessus. Dans le deuxième chapitre nous présentons très brièvement le détecteur DØ et l'échantillon de données qui a été accumulé au cours du Run II. Une vue générale de la stratégie pour mesurer m_W à l'aide des données de DØ est présentée au chapitre trois. Au chapitre quatre nous présentons le travail sur la calorimétrie qui est la base de notre mesure. La mesure elle-même, les résultats obtenus ainsi que la confrontation des nouvelles contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs et la masse du nouveau boson observé directement au CERN sont exposés au chapitre cinq. Le sixième et dernier chapitre discute brièvement les perspectives pour les environ dix années à venir. Nous abordons à la fois les perspectives pour des mesures encore plus précises de m_W , et plus généralement des sujets qui seront critiques pour notre compréhension du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible ainsi que pour l'exploration du nouveau régime en énergie rendu accessible par le LHC. Cette discussion est centrée sur les aspects pour lesquels je souhaite m'investir personnellement.

Un autre exposé détaillé des techniques pour la mesure de m_W au Tevatron, ainsi qu'une discussion des différences entre les techniques utilisées par DØ et CDF se trouve dans l'article de revue de la Réf. [8]. Un autre article de revue par les mêmes auteurs est programmé pour 2014. Il devrait discuter les résultats des futures mesures mentionnées dans le chapitre six du présent mémoire.

Chapitre 1

La masse du boson W et contraintes indirectes sur le boson de Higgs

Dans les quatre décennies de son existence, le modèle standard (MS) de l'interaction faible a connu un succès impressionnant. Les bosons W et Z massifs qu'il avait prédits ont été observés dans les années 1980 au CERN. Dans le cadre du MS, la masse du boson W est liée, dans un calcul perturbatif à l'ordre le plus bas (arbre), aux constantes de couplage électromagnétique (α) et faible (G_F) et à l'angle de Weinberg (θ_W). Etant donnée la précision des mesures de ces trois quantités disponibles à l'époque, les masses du boson Z (m_Z) et du boson W (m_W) pouvaient être prédites avec une précision de quelques GeV. L'accord entre ces prédictions et les premières mesures directes des masses des bosons Z et W à la suite de leur découverte est l'un des grands succès du MS. La précision des mesures de m_Z et m_W a été améliorée de façon spectaculaire au cours des dernières 25 années, et les prédictions théoriques sont maintenant testées au niveau des boucles quantiques. Dans le MS, ces corrections sont dominées par des boucles avec un quark top et des boucles avec un boson de Higgs, ainsi que par l'évolution du couplage électromagnétique avec l'échelle en énergie. Des extensions du MS prédisent des boucles supplémentaires qui peuvent donner lieu à des corrections importantes. Des mesures encore plus précises de la masse du boson W sont nécessaires pour exploiter cette fenêtre sur la physique au-delà du MS qui nous est offerte par la physique du boson de Higgs.

Concrètement, la masse du boson W peut être écrite comme

$$m_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin \theta_W \sqrt{1 - \Delta r}}} . \quad (1.1)$$

Le terme Δr représente l'ensemble des corrections radiatives, donc $\Delta r = 0$ correspond au résultat du calcul à l'ordre de l'arbre. Trois exemples de boucles quantiques du MS, avec un quark top ou un boson de Higgs virtuels, sont représentés dans la Fig. 1.1. De par ces corrections radiatives, les masses du boson W , du quark top et du boson de Higgs sont liées. Une mesure des masses du quark top et du boson W permet donc de prédire la masse du boson de Higgs hypothétique¹. La comparaison de cette contrainte indirecte sur la masse du boson de Higgs avec les contraintes fournies par les recherches directes est représentée dans la Fig. 1.2. Cette figure reflète la situation en juin 2006, c.-à.-d. avant les premières mesures

1. Les autres quantités qui apparaissent dans l'équation 1.1, ainsi que l'évolution du couplage électromagnétique qui contribue à Δr , sont connues avec une bonne précision ; leurs incertitudes ne sont pas un facteur limitant pour notre discussion. Une discussion quantitative se trouve dans les Réfs. [9, 10].

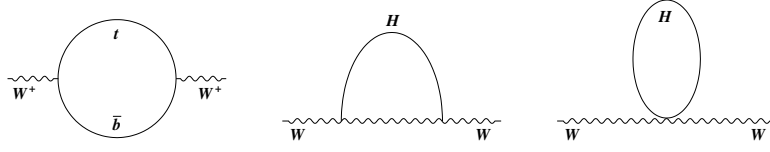


FIGURE 1.1 – Exemples de diagrammes de Feynman qui donnent lieu aux corrections radiatives à la masse du boson W dans le cadre du modèle standard : une boucle avec des quarks top et bottom (gauche), une boucle avec un boson Higgs (milieu et droite).

de m_W au Run II du Tevatron et donc avant l'incorporation du travail qui est exposé dans ce mémoire et celui mené parallèlement par CDF. Dans le cadre du MS, nous nous attendons donc à ce que le boson de Higgs, s'il existe, soit léger.

Différentes extensions du MS, comme par exemple la supersymétrie (SUSY), prédisent de nouvelles particules qui, elles aussi, donnent lieu à des corrections radiatives à la masse du boson W (c.f. Fig. 1.3). La relation entre les trois masses citée ci-dessus serait donc modifiée et un boson de Higgs plus léger serait possible (c.f. Fig. 1.2). Les mesures disponibles en juin 2006 préfèrent un boson de Higgs non-standard, mais elles restent compatibles avec le modèle standard (c.f. Fig. 1.2). La précision expérimentale sur m_W en juin 2006, dominée par les résultats du LEP², est de 30 MeV. Cette valeur est le facteur limitant dans la contrainte indirecte sur la masse du boson de Higgs. Plus précisément, les deux observables m_t et m_W contribuent avec le même poids à l'incertitude sur la prédiction de m_H si leurs incertitudes, Δm_t et Δm_W , satisfont la relation

$$\Delta m_W \simeq 0,006 \times \Delta m_t . \quad (1.2)$$

En juin 2006, nous avons $\Delta m_t = 2,3$ GeV [16], et il faudrait donc $\Delta m_W = 14$ MeV pour satisfaire l'équation 1.2, ce qui est bien plus précis que la moyenne expérimentale³. Exprimé de façon plus « graphique », il est « plus important de savoir si l'ellipse dans la Fig. 1.2 se déplace dans la direction verticale que dans la direction horizontale ».

Des mesures plus précises de m_W sont donc cruciales. Différents scénarios pour le futur sont imaginables. Par exemple, si l'incertitude expérimentale sur m_W pouvait être réduite à 15 MeV et si la valeur centrale restait la même, le modèle standard serait exclu à 95 % de degré de confiance. Si un nouveau boson était observé dans les recherches directes, les contraintes indirectes sur m_H deviennent importantes pour aider à répondre à la question de savoir si ce nouveau boson a bien les propriétés du boson de Higgs du MS (donc si les contraintes indirectes et la mesure directe de m_H sont en accord). Si jamais les nouvelles mesures de m_W donnaient une valeur centrale légèrement plus basse, et si le boson de Higgs était observé à une masse juste⁴ au-dessus de la limite inférieure du LEP, compatible avec les nouvelles contraintes indirectes basées sur m_W , ce serait une autre belle réussite pour le MS.

Ainsi, améliorer la précision des mesures de m_W est une contribution importante à notre

2. Le résultat (préliminaire) combiné des quatre expériences LEP a une précision de 33 MeV [14], le résultat combiné du Run I du Tevatron a une précision de 59 MeV [15].

3. Aujourd'hui, en 2012, nous avons $\Delta m_t = 0,9$ GeV [17], et il faudrait donc $\Delta m_W = 5$ MeV pour satisfaire l'équation 1.2.

4. jusqu'à quelques dizaines de GeV

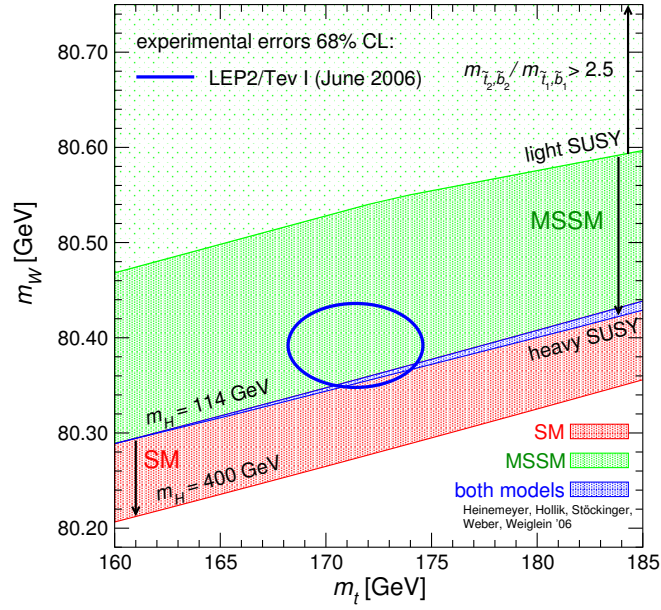


FIGURE 1.2 – Comparaison entre contraintes directes et indirectes sur la masse du boson de Higgs : état des lieux en juin 2006 (c.-à.-d. avant les premières mesures de m_W au Run II du Tevatron). Représentées dans le plan $[m_t, m_W]$, les iso-masses du boson de Higgs (lignes rouge, bleues et verte en biais), ainsi que les mesures de la masse du quark top et celle du boson W (ellipse bleue). La zone rouge indique le domaine permis dans le cadre du modèle standard (avec la limite inférieure à $m_H = 114$ GeV qui provient des recherches directes au LEP ; des valeurs supérieures à $m_H = 400$ GeV sont exclues car elles donneraient lieu à une instabilité dans la théorie, spécifiquement un comportement non-physique de l'auto-couplage ϕ^4 à hautes énergies [11]). La zone verte correspond à la zone permise dans le cadre du « *Minimal Supersymmetric Standard Model* » (MSSM, c.f. Réf. [12]), une extension supersymétrique du modèle standard. La partie en vert clair correspond à une partie de l'espace des paramètres du MSSM où la séparation en masse entre les deux états propres de masse du stop (\tilde{t}_1 et \tilde{t}_2) – ou bien la séparation entre les deux états correspondants du sbottom – est grande. Ces régions correspondent typiquement à une grande valeur de $\tan \beta$ et, de par la grande séparation en masse et les signatures caractéristiques dans les états finals avec leptons τ , sont relativement faciles à sonder dans les recherches directes de SUSY avec les premières données à 7 TeV du LHC. Figure reproduite de la Réf. [13].

compréhension de l'interaction électrofaible et, potentiellement, de notre compréhension du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible.

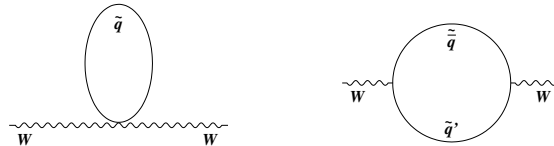


FIGURE 1.3 – Exemples de diagrammes de Feynman supplémentaires qui donnent lieu à des corrections radiatives à la masse du boson W dans le cadre de la SUSY, une extension du MS.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Le LPSC de Grenoble participe actuellement à deux expériences en physique des particules sur accélérateur : ATLAS auprès du grand collisionneur de hadrons (LHC) au CERN à Genève et DØ auprès du collisionneur Tevatron au Fermilab près de Chicago. Dans ce chapitre nous exposons très brièvement une vue d'ensemble de l'expérience DØ. La calorimétrie de DØ, qui se trouve au cœur du sujet de ce mémoire est discutée plus en détail au chapitre 4.

Les deux expériences CDF et DØ auprès du collisionneur $p\bar{p}$ Tevatron ont déjà effectué une première campagne de prise de données (Run I) qui s'est achevée en 1996. Le détecteur DØ du Run I est décrit en détail dans la Réf. [18]. Les résultats du Run I incluent une détermination précise de m_W et des couplages des bosons électrofaibles, de nombreuses recherches de physique au-delà du modèle standard, et des études détaillées de l'interaction forte (QCD). Un des principaux résultats est la découverte en 1995, conjointement avec CDF, du quark top.

La prise de données des deux expériences s'est arrêtée de 1996 à 2001 en vue de la préparation d'une deuxième phase, le Run II. De mars 2001 jusqu'en septembre 2011 les expériences DØ et CDF ont enregistré des données avec des détecteurs améliorés. La Fig. 2.1 présente une vue d'ensemble du détecteur DØ du Run II. Une description détaillée se trouve dans la Réf. [19]. La conception du détecteur suit le schéma « en peaux d'oignon », classique en physique des particules. Le trajectographe est basé sur des détecteurs à micro-pistes de silicium et sur des fibres scintillantes, et il est immergé dans le champ de 2 T produit par un aimant solénoïdal. Ce trajectographe est un nouveau détecteur par rapport au Run I. Le calorimètre reste inchangé, mais son électronique de lecture a été remplacée pour tenir compte du taux de collisions plus important. Les éléments rapides pour le déclenchement du détecteur à muons ont été améliorés et le blindage a été renforcé. Les systèmes de déclenchement et d'acquisition de DØ ont été significativement améliorés.

Le Tevatron a également été modifié : son énergie a été augmentée à 2 TeV dans le centre de masse, ce qui apporte un gain de 40 % sur la section efficace de production de paires $t\bar{t}$. La luminosité instantanée a été augmentée de façon significative. La Fig. 2.2 montre l'évolution de la luminosité intégrée accumulée par l'expérience DØ au cours du Run II. Au total, plus de 10 fb^{-1} ont été enregistrés (contre $0,1 \text{ fb}^{-1}$ environ au Run I). La figure indique aussi les sous-ensembles des données que nous avons utilisés pour les deux mesures de m_W au Run II que nous avons publiées pour l'instant. Notons ici la période d'arrêt de l'été 2006 (c.f. Fig. 2.2) où le détecteur DØ a subi des modifications délicates [20–23]. En particulier, une couche supplémentaire de détecteurs en silicium a été installée à l'intérieur du trajectographe [20] (pour compenser les pertes en efficacité dues aux irradiations), et le premier niveau du système de déclenchement du calorimètre a été remplacé [23] (la nouvelle électronique implémente des

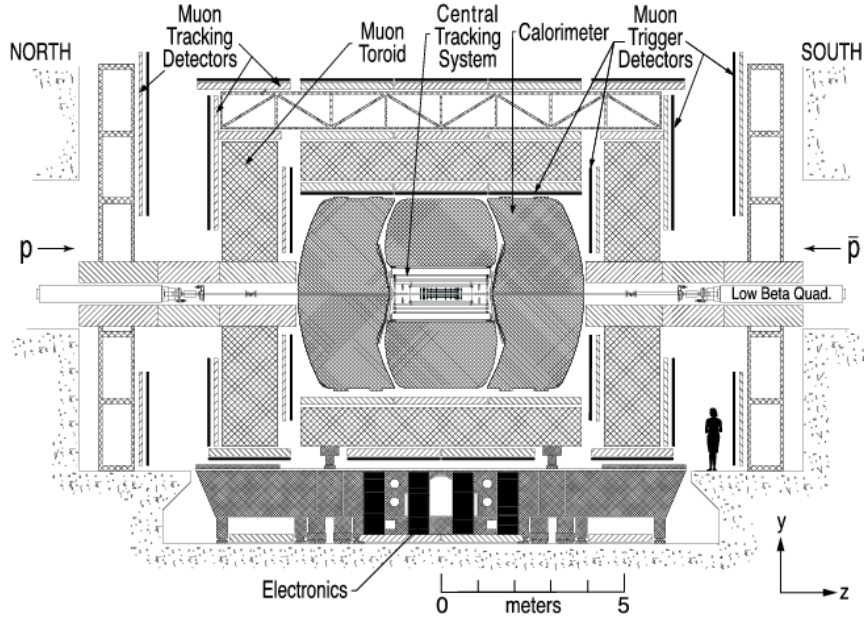


FIGURE 2.1 – Vue schématique en coupe du détecteur DØ. Figure reproduite de la Réf. [19]. Une vue plus détaillée du détecteur central (trajectographe) est présentée sur la Fig. 4.13.

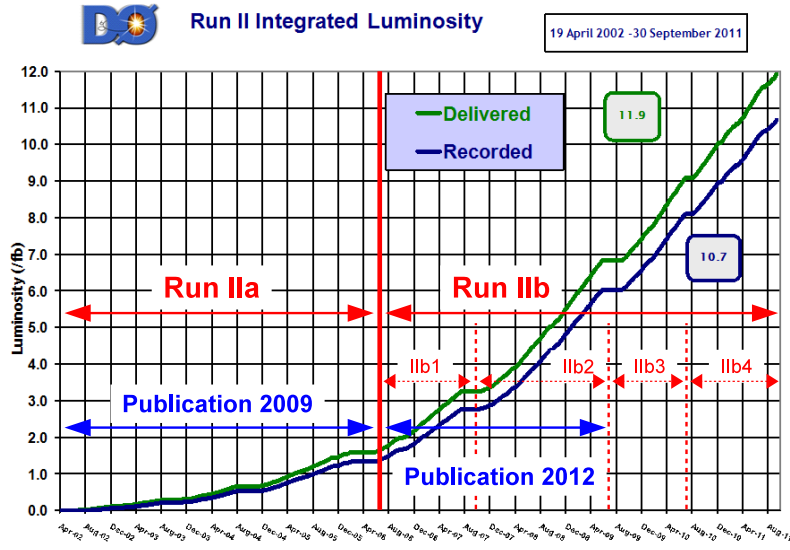


FIGURE 2.2 – Evolution en fonction du temps de la luminosité intégrée par l'expérience DØ au cours du Run II du Tevatron. Le système de déclenchement du détecteur DØ a été significativement modifié pendant la période d'arrêt en été 2006. Nous appelons Run IIa et Run IIb les périodes avant et après cette période d'arrêt. Les lots de données utilisés pour les deux publications sur la masse du boson W (en 2009 et en 2012) sont également indiqués.

algorithmes plus performants pour faire face à l'augmentation de la luminosité instantanée). Les contributions [24–27] de l'IN2P3 à la mise en service, la calibration et la validation de ce nouveau déclenchement ont été décisives pour l'obtention de données de qualité dès la reprise des opérations en faisceaux.

Chapitre 3

Production des bosons W et Z auprès du Tevatron et principe de la mesure de la masse du boson W

La théorie de la production des bosons W et Z auprès du Tevatron est discutée en détail dans la Réf. [28]. Dans ce chapitre, nous en exposons les points clés qui sont déterminants dans notre définition de la stratégie pour la mesure de m_W avec le détecteur DØ.

3.1 Production des bosons W et Z au Tevatron

A l'ordre de l'arbre du calcul perturbatif, la production des bosons W et Z au Tevatron est décrite par les diagrammes représentés dans la Fig. 3.1. Dans le diagramme de production de bosons W , la paire $u\bar{d}$ dans l'état initial peut être remplacée par des quarks lourds (principalement $c\bar{s}$), mais la fusion $u\bar{d}$ domine la section efficace de production ($> 95\%$ [29]). Ceci est un point important car les PDFs¹ des quarks légers sont connus avec une précision largement supérieure à celle pour les quarks lourds. Aux ordres plus élevés du calcul perturbatif apparaissent des diagrammes avec, p.ex., l'émission d'un ou plusieurs gluons dans l'état initial. Ce phénomène donne une impulsion transverse finie aux bosons W , typiquement d'une valeur autour de ~ 5 GeV avec une longue queue de distribution vers les valeurs élevées. Le mécanisme de production des bosons Z (Fig. 3.1) est très similaire à celui des bosons W .

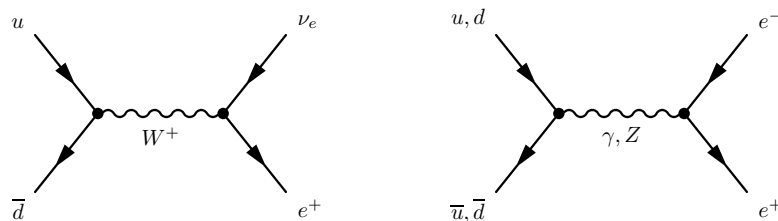


FIGURE 3.1 – Production et désintégration (vers les états finals utilisés pour la mesure de m_W à DØ) des bosons W (gauche) et Z (droite) au premier ordre du calcul perturbatif.

1. PDFs = « *parton density functions* » en anglais : les fonctions qui décrivent la probabilité de trouver un parton avec des propriétés données à l'intérieur d'un proton [30].

Le boson W dans le diagramme de la Fig. 3.1 se désintègre en $e\nu$. Cet état final, avec un rapport d'embranchement de 11 % environ², est le seul que nous exploitons pour la mesure de m_W dans l'expérience DØ. Le canal avec le plus grand rapport d'embranchement est celui en hadrons [31]. Les hadrons peuvent être détectés comme deux (ou plus) *jets* dans le calorimètre et la masse invariante du candidat W peut être reconstruite à partir des propriétés des *jets*. Mais ce signal est noyé dans le bruit de fond des événements *multijet* produits par interaction forte et ne peut pas être exploité pour mesurer m_W . Les désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$ sont les seules qui peuvent être isolées avec une pureté suffisante. Nous utilisons uniquement $W \rightarrow e\nu$ pour mesurer m_W , car la résolution de DØ en impulsion transverse des muons issus de $W \rightarrow \mu\nu$ est trop limitée.

3.2 Signature dans le détecteur des désintégrations $W \rightarrow e\nu$; observables sensibles à la masse du boson W

La Fig. 3.2 montre une vue schématique des événements $W \rightarrow e\nu$ et de leur signature dans le détecteur. Comme décrit dans la légende de la figure, nous définissons deux objets dans l'état final : l'électron et le *recul hadronique*. Nous mesurons le quadrivecteur complet de l'électron. Plus précisément, nous mesurons sa direction à l'aide du trajectographe, et son énergie à l'aide du calorimètre. Nous mesurons le vecteur dans le plan transverse (en deux dimensions) du recul hadronique, noté \vec{u}_T dans la suite. Sa composante parallèle à l'axe des faisceaux n'est pas mesurable avec précision car une grande fraction du flux d'énergie des protons dans l'état initial reste très proche des faisceaux et échappe à la détection.

A partir des mesures de ces objets, nous définissons trois observables qui nous permettent d'extraire m_W : l'impulsion transverse de l'électron, $p_T(e)$, la masse transverse $m_T = \sqrt{2p_T(e)p_T(\nu)(1 - \cos \Delta\phi)}$ et l'impulsion transverse du neutrino, $p_T(\nu)$, où $\Delta\phi$ est l'angle dans le plan transverse entre l'électron et le neutrino. Les propriétés du neutrino sont déduites de l'énergie transverse manquante : $p_T(\nu) = \cancel{E}_T$, avec $\vec{\cancel{E}}_T = -(\vec{p}_T(e) + \vec{u}_T)$. La Fig. 3.3 compare l'impact de l'impulsion transverse des bosons W et de la résolution finie du détecteur sur les observables $p_T(e)$ et m_T . De par la grande différence en termes de susceptibilité à ces deux effets, les observables $p_T(e)$ et m_T sont très complémentaires. Notons que les deux observables montrent, dans leurs valeurs supérieures, une décroissance rapide appelée « *jacobian edge* » en anglais. La position sur l'axe horizontal de cette pente abrupte est particulièrement sensible à la valeur de m_W .

3.3 Précision requise pour les objets dans l'état final

Comme discuté au chapitre 1, nous visons une précision de (quelques) 10 MeV sur m_W , c.-à-d. une précision relative de (quelques) 10^{-4} . Etant donnée la définition des observables

2. Ce rapport d'embranchement a été mesuré avec précision [31], mais sa valeur exacte est sans importance pour notre discussion.

2. La mesure la plus précise de l'impulsion transverse des muons est obtenue avec le nouveau trajectographe magnétique (détecteur interne) installé pour le Run II de DØ. Son rayon (imposé par le rayon intérieur du calorimètre central) est très petit, et le « bras de levier » pour la mesure de la courbure des traces est donc limité. La résolution expérimentale en masse invariante du détecteur DØ est de 8 GeV dans le canal $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ contre 2,8 GeV dans le canal $Z \rightarrow e^+e^-$ avec les deux électrons dans le calorimètre central. La mauvaise résolution en masse dans le canal $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ne dégrade pas seulement le pouvoir statistique dans la détermination de l'échelle absolue en impulsion des muons, mais elle empêche aussi des études systématiques détaillées des dépendances de l'échelle en impulsion sur la cinématique, etc. L'importance cruciale de la détermination de l'échelle en impulsion (ou énergie) des leptons est discutée ci-dessous, dans les Secs. 3.3 et 3.4.

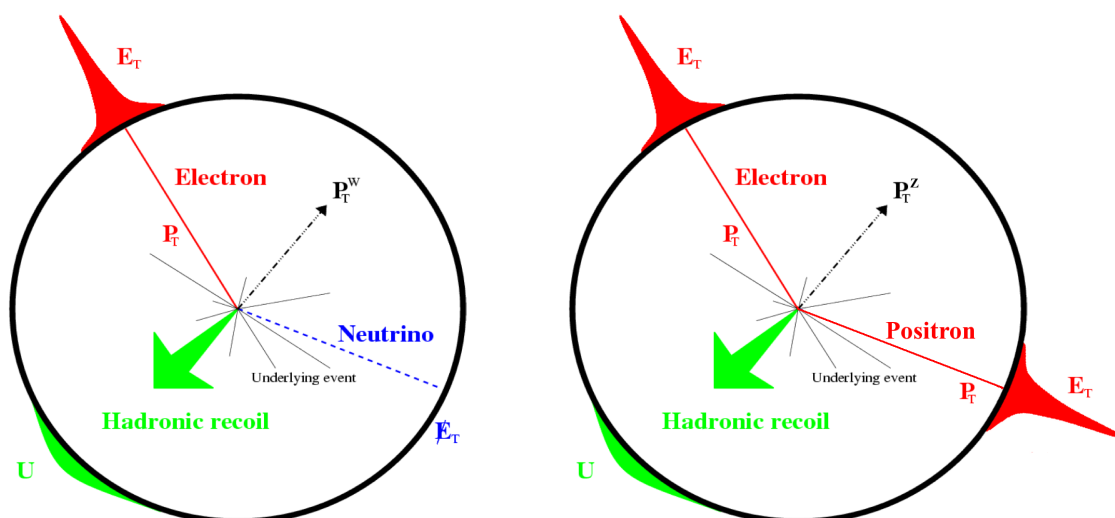


FIGURE 3.2 – Vue schématique d'un événement $W \rightarrow e\nu$ (gauche) et $Z \rightarrow e^+e^-$ (droite) dans le plan transverse (c.-à-d. l'axe des faisceaux est perpendiculaire au plan du schéma). Dans le cas de $W \rightarrow e\nu$, nous définissons deux objets dans l'état final : l'électron avec sa trace dans le détecteur interne et son dépôt d'énergie étroit dans le calorimètre (reconstruit comme « cluster »), et le *recoil hadronique*, défini comme somme vectorielle (en deux dimensions) de tous les dépôts d'énergie transverse qui ne sont pas associés au « cluster » de l'électron. La mesure du recoil hadronique est utilisée comme estimation de l'impulsion transverse du boson W . En effet, le recoil hadronique contient les dépôts dus aux hadrons qui *reculent* contre le boson W . Il reçoit d'autres contributions dues à l'*événement sous-jacent* (interactions de partons spectateurs, d'autres interactions $p\bar{p}$ dans le même croisement de faisceaux ou un croisement antérieur) et le bruit du détecteur. La signature des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ est semblable à celle des événements $W \rightarrow e\nu$, sauf que le neutrino est remplacé par un électron.

expérimentales que nous utilisons pour déterminer m_W (c.f. Sec. 3.2), il est clair que l'échelle absolue en énergie des électrons, c.-à-d. la réponse moyenne du calorimètre à l'énergie déposée par les électrons issus de $W \rightarrow e\nu$, doit être connue avec une précision relative de (quelques) 10^{-4} . Les exigences pour la précision sur l'échelle en énergie du recoil hadronique sont moins strictes : elle doit être connue avec une précision de 1 % environ, ce qui est bien moins précis que l'échelle des électrons, mais déjà assez difficile à atteindre pour un système hadronique de basse énergie. La différence entre les exigences pour les électrons et le recoil hadronique vient du fait que le recoil hadronique n'est pas, contrairement à l'électron, issu de la désintégration du boson W et « n'emporte donc pas de l'énergie de masse du boson ». Grâce aux détecteurs en silicium qui font partie du détecteur central, la résolution expérimentale sur la direction des électrons (notamment l'angle par rapport à l'axe des faisceaux qui intervient dans la définition de l'énergie transverse) n'est pas un facteur limitant. Mais de nombreux autres aspects qui influencent la forme de la distribution des observables utilisées pour extraire m_W doivent être connus avec précision : les dépendances cinématiques de l'efficacité d'identification des électrons, le spectre en impulsion des bosons W , etc.

A cause de ces exigences en termes de précision sur un grand nombre d'ingrédients dans cette analyse, et en particulier en termes de calibration de l'échelle en énergie des leptons (électrons dans le cas de $D\bar{O}$), la mesure de précision de m_W a la réputation d'être l'analyse la plus difficile du programme de physique du Tevatron.

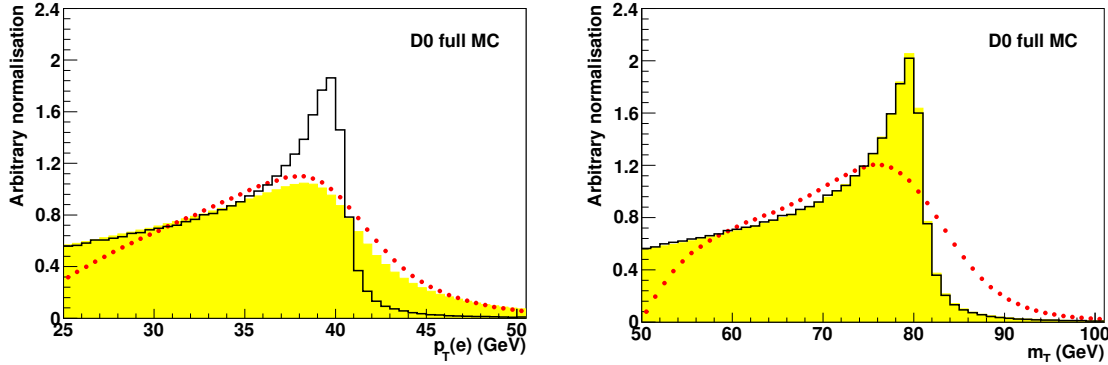


FIGURE 3.3 – Illustration de la sensibilité des observables $p_T(e)$ (gauche) et m_T (droite) aux effets du *boost* transverse des bosons W et aux effets de l’efficacité d’identification des électrons et la résolution du détecteur. Ces figures ont été réalisées à l’aide du générateur PYTHIA et une simulation du détecteur. L’histogramme noir montre la distribution de l’observable au niveau générateur dans le cas particulier où les bosons W sont produits avec une impulsion transverse nulle. Seuls les événements où l’électron issu de $W \rightarrow e\nu$ est dans l’acceptance géométrique du calorimètre central sont pris en compte. L’histogramme jaune est obtenu après une simulation réaliste du spectre en impulsion transverse des bosons W . La distribution rouge est obtenue après simulation du détecteur. Elle tient donc compte de l’efficacité d’identification des électrons (plus précisément des dépendances cinématiques de cette efficacité [$p_T(e)$, angle entre électron et recul hadronique, ...]) et de la résolution du détecteur.

3.4 Stratégie pour la mesure de la masse du boson W

En pratique, pour mesurer m_W , nous développons une simulation qui est utilisée pour prédire, pour une valeur de m_W donnée, la *forme* de la distribution des trois variables $p_T(e)$, m_T et $p_T(\nu)$. Ensuite nous ajustons, séparément pour chacune des trois observables, la valeur de m_W pour obtenir le meilleur accord avec la forme de la distribution observée dans les données. La simulation comporte deux étapes : un générateur d’événements décrit la production et la désintégration des bosons W , et une simulation paramétrée décrit la réponse du détecteur à l’électron et au recul hadronique. La simulation paramétrée est élaborée à l’aide de plusieurs *échantillons de contrôle* dans les données et de simulations détaillées du détecteur. Les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ constituent l’échantillon de contrôle le plus important ; il est utilisé pour ajuster de nombreux aspects de la simulation paramétrée. Ceci inclut l’échelle absolue de la réponse en énergie des électrons, en exploitant le fait que m_Z a été mesuré précisément au LEP [31]. Ainsi, notre mesure de m_W est effectivement une mesure de m_W/m_Z .

3.5 Analyse « en aveugle »

Nos mesures de m_W (publiées en 2009 et en 2012) ont été effectuées comme analyses « en aveugle », c.-à-d. que la valeur centrale a été délibérément cachée jusqu’à ce que l’analyse fût considérée comme finale par l’équipe d’analyse et approuvée par l’ensemble de la Collaboration DØ. Les analyses « en aveugle » sont une technique populaire pour éviter tout risque de biais inconscient vers une valeur centrale préférée (p.ex. moyenne mondiale ou préférence théorique) [32, 33]. Notre implémentation technique est discutée en détail dans la Réf. [34].

Chapitre 4

La calorimétrie de l'expérience DØ

Comme nous l'avons souligné au chapitre précédent, une calorimétrie à la fois performante et avec des performances précisément quantifiées et comprises est un prérequis pour une mesure de précision de la masse du boson W . Le présent chapitre résume la mise au point de la calorimétrie au Run II pour cette mesure.

4.1 Présentation du calorimètre ; performances au Run I et au début du Run II

Au chapitre 2 nous avons abordé les changements majeurs qui ont été apportés, entre le Run I et le Run II, à différents sous-systèmes du détecteur DØ. Le calorimètre proprement dit reste inchangé, mais l'électronique de lecture a été remplacée pour tenir compte du taux d'interactions significativement plus élevé au Run II. DØ emploie un calorimètre à échantillonnage avec de l'uranium comme absorbeur et de l'argon liquide comme matériau actif. Ce calorimètre est décrit en détail dans la Réf. [18]. La construction et les tests en faisceau sont décrits dans les Réfs. [35,36]. La Fig. 4.1 montre un schéma du calorimètre avec à l'intérieur le nouveau détecteur interne du Run II. Le système de numérotation des cellules du calorimètre est défini dans la Fig. 4.2. Le principe de fonctionnement du calorimètre est illustré dans la Fig. 4.3.

La nouvelle électronique de lecture pour le Run II et son système de calibration associé sont décrits dans la Réf. [37]. Le temps de dérive des électrons à travers le « *gap* » est de 450 ns, à la fois au Run I et au Run II. Avec l'électronique de lecture du Run I, le temps d'intégration de charge était très long¹ par rapport au temps de dérive. Cette approche n'est plus viable pour le Run II, où le temps entre deux croisements de faisceaux a été réduit à 396 ns. L'électronique pour le Run II comporte donc de nouveaux préamplificateurs et de nouveaux circuits analogiques appelés « *shapers* » pour façonner le signal. A la sortie des « *shapers* » le signal comporte un pic unipolaire avec un maximum à 320 ns après la collision et un retour à zéro après $\simeq 1,2 \mu\text{s}$. L'électronique du Run II réutilise les cartes ADC² du Run I, mais une « *pipeline* » analogique a été introduite pour faire face au taux d'événements élevé. En effet, toutes les 132 ns, le signal est lu et stocké dans une mémoire analogique, les circuits SCA³. L'électronique est synchronisée de telle sorte qu'un sous-ensemble des échantillons coïncide avec le pic du signal. Pour chaque événement retenu par les deux premiers niveaux du système de déclenchement, l'échantillon au pic de l'événement ainsi que l'échantillon

1. plus de trois fois plus long

2. convertisseurs analogique \rightarrow digital

3. SCA = « *switched capacitor arrays* »

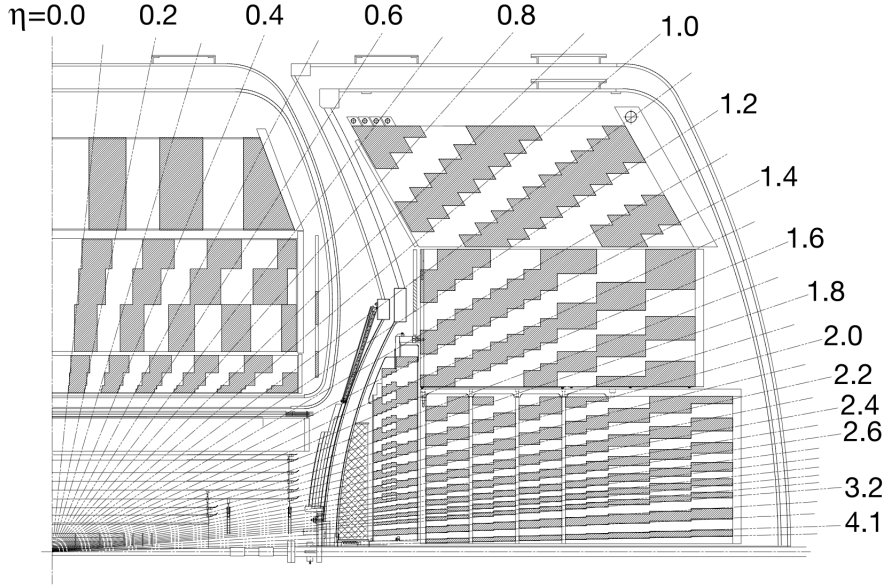


FIGURE 4.1 – Vue schématique d'un quart du calorimètre de DØ montrant la ségmentation transverse et longitudinale. Les quadrilatères blancs et gris représentent les cellules du système de lecture. Les cryostats du calorimètre central (CC) et du bouchon avant (EC) sont également représentés. Les rayons qui partent du centre du détecteur indiquent des intervalles de pseudorapidité (η). Figure reproduite de la Réf. [19].

pris 396 ns avant sont récupérés des SCA et la différence analogique est digitalisée. Cette procédure est appelée « *baseline subtraction* (BLS) ».

Les performances du calorimètre au Run I étaient excellentes. Considérons l'exemple de la résolution en énergie des électrons [38] dans le calorimètre central, un aspect particulièrement important pour les mesures de m_W . La résolution était décrite par la formule standard qui se trouve dans les livres classiques sur la calorimétrie (p.ex. Réf. [39]) :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \left(\frac{S}{\sqrt{E} \sin \theta}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2, \quad (4.1)$$

où σ_E est la résolution en énergie, E est l'énergie de l'électron, θ est son angle par rapport à l'axe des faisceaux. C , S et N sont des constantes. Le terme en S décrit les fluctuations d'échantillonnage inhérentes à ce type de calorimètre. Sa valeur était de $S = 0,135 \text{ GeV}^{1/2}$ (comme attendu, vu les épaisseurs des plaques d'absorbeur et des *di-gaps* d'argon liquide choisies) dominant la résolution pour les électrons issus de $W \rightarrow e\nu$. Le terme en N décrit le « bruit », et sa valeur ($N = 0,43 \text{ GeV}$) était dominée par les fluctuations du flux d'énergie du recul hadronique dans le cône de reconstruction de l'électron. Le terme en C décrit typiquement les erreurs de calibration et sa faible valeur de $C = (1,15^{+0,27}_{-0,36}) \%$ était particulièrement satisfaisante.

Par contre, au début du Run II, les performances du calorimètre étaient tout à fait insatisfaisantes. Par exemple, les études de l'époque concluaient que le terme constant était particulièrement mauvais : $C = (3,73 \pm 0,28) \%$ [40]. La résolution en énergie pour les *jets* était décevante aussi, et les distributions de \cancel{E}_T dans divers échantillons de contrôle (p.ex. événements *di-jets*, événements $Z \rightarrow e^+e^-$, ...) avaient des queues non-physiques importantes.

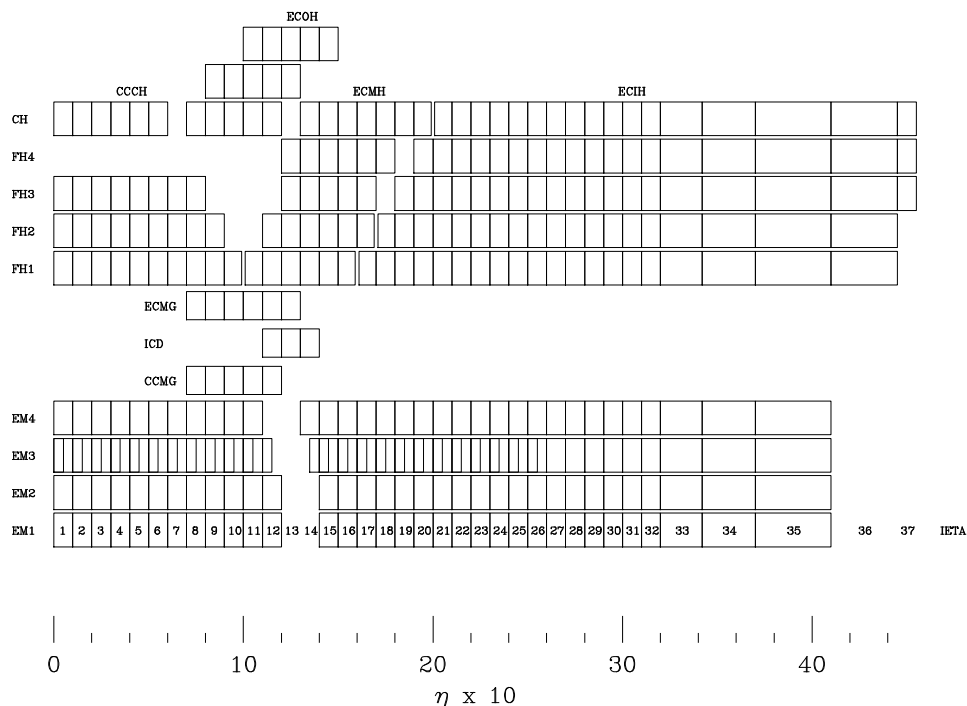


FIGURE 4.2 – Nomenclature des couches du calorimètre de DØ et définition de l'indice i_{η} utilisé pour numérotter les cellules (avec EM = « *electromagnetic* », FH = « *fine hadronic* », CH = « *coarse hadronic* », ICD = « *intercryostat detector* »). Chaque rectangle représente une cellule du système de lecture. Ce schéma montre une moitié du calorimètre, à η et i_{η} positifs. L'autre moitié, à η et i_{η} négatifs, est décrite par l'image miroir de cette figure.

Pendant les premières années du Run II ces résultats étaient une déception et l'origine de ces problèmes était inconnue. Dans la suite, nous discutons les études qui nous ont permis de comprendre en détail et d'améliorer significativement les performances du calorimètre.

4.2 Erreurs dans la chaîne de lecture

Comme la chaîne de lecture était la seule partie du calorimètre qui était neuve pour le Run II (c.f. Sec. 4.1), elle était un « suspect naturel » dans la recherche de l'origine des performances dégradées du calorimètre. L'inspection visuelle d'événements (c.-à-d. à l'aide d'« *event displays* » comme p.ex. celui dans la Fig. 4.4) dans les queues de distribution de $\#_T$ a en effet révélé un certain nombre de problèmes dans plusieurs éléments de la nouvelle chaîne de lecture. L'effet de l'un de ces problèmes, appelé le *problème de l'énergie partagée* dans le jargon de DØ, est illustré dans la Fig. 4.4. Son origine est discutée en détail dans la Réf. [41]. En résumé, il s'agit d'un problème de communication entre une carte ADC et l'une des huit cartes BLS qui lui sont associées. En effet, chaque carte ADC est connectée à huit cartes BLS, qui chacune contient les circuits de « *baseline subtraction* » (BLS) et la mémoire analogique pour 4×12 canaux, connectés typiquement aux cellules de quatre tours (2×2 en η/ϕ). Pour digitaliser un événement donné, la carte ADC procède en série : d'abord elle demande à la première carte BLS de présenter ses données sur le *bus* analogique pour les digitaliser. Ensuite

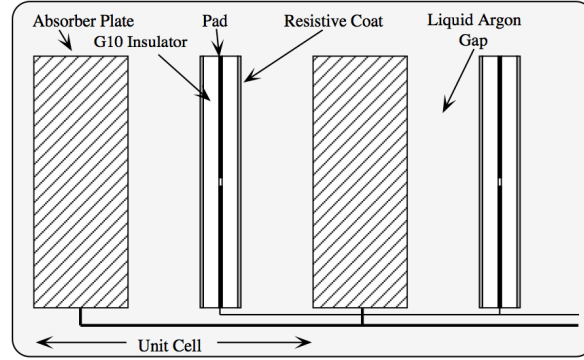


FIGURE 4.3 – Vue schématique d'un *di-gap* (indiqué comme « *unit cell* » dans la figure), défini par les plaques d'absorbeur (en uranium) et la carte de lecture au milieu, qui baigne dans de l'argon liquide. L'épaisseur de chaque *gap* est de 2,3 mm. Une haute tension de 2,0 kV est appliquée à travers chaque *gap* pour « collecter » la charge d'ionisation produite par les particules qui traversent le *gap*. La section électromagnétique du CC consiste de 21 *di-gaps* regroupés en quatre couches de lecture longitudinales (c.f. Fig 4.1).

la deuxième carte BLS présente ses données sur le même bus, et ainsi de suite. Il arrive, suite à des connexions électriques cassées, que l'une des cartes BLS reste toujours connectée au *bus* analogique. Par conséquent, les données de cette carte fautive sont lues correctement. Mais pour chacune des sept autres cartes BLS, la moyenne de la charge (énergie) de la carte en question et de la carte fautive est digitalisée. La liste des cartes BLS fautives en fonction du temps a été établie. Une correction (inversion de la moyennation via *software*) a été implémentée [41] dans le logiciel de reconstruction, et les cartes fautives ont été remplacées.

Un autre problème important dans la chaîne de lecture est le *problème de la tour 2* (« *tower 2 problem* » en anglais). Il contribuait aussi de façon significative aux queues non-physiques. Son origine, ainsi que l'algorithme qui est utilisé pour le corriger dans la reconstruction des événements, sont discutés en détail dans la Réf. [42]. Un troisième problème, dû à un dysfonctionnement dans les circuits SCA affecte une très faible part des événements (par la suite exclus des analyses). Il est discuté dans la Réf. [43].

En résumé, plusieurs dysfonctionnements isolés (c.-à-d. qui concernaient un nombre limité des cartes installées) dans la nouvelle électronique de lecture causaient, p.ex., des queues non-physiques dans les distributions de E_T . Les origines des différents dysfonctionnements ont été identifiées au début du Run II, et les cartes concernées ont été remplacées. Des corrections logicielles ont été implémentées dans le logiciel de reconstruction des données, et des systèmes de reconnaissance rapide des problèmes ont été implémentés pour éviter la récurrence des problèmes connus. Ce travail a amené des améliorations importantes en termes de queues de distributions (notamment E_T). Il a grandement amélioré, p.ex., la sensibilité des recherches de nouvelle physique. Il n'a, par contre, aucun effet visible sur la mauvaise résolution en énergie des électrons (c.f. terme constant discuté dans la Sec. 4.1).

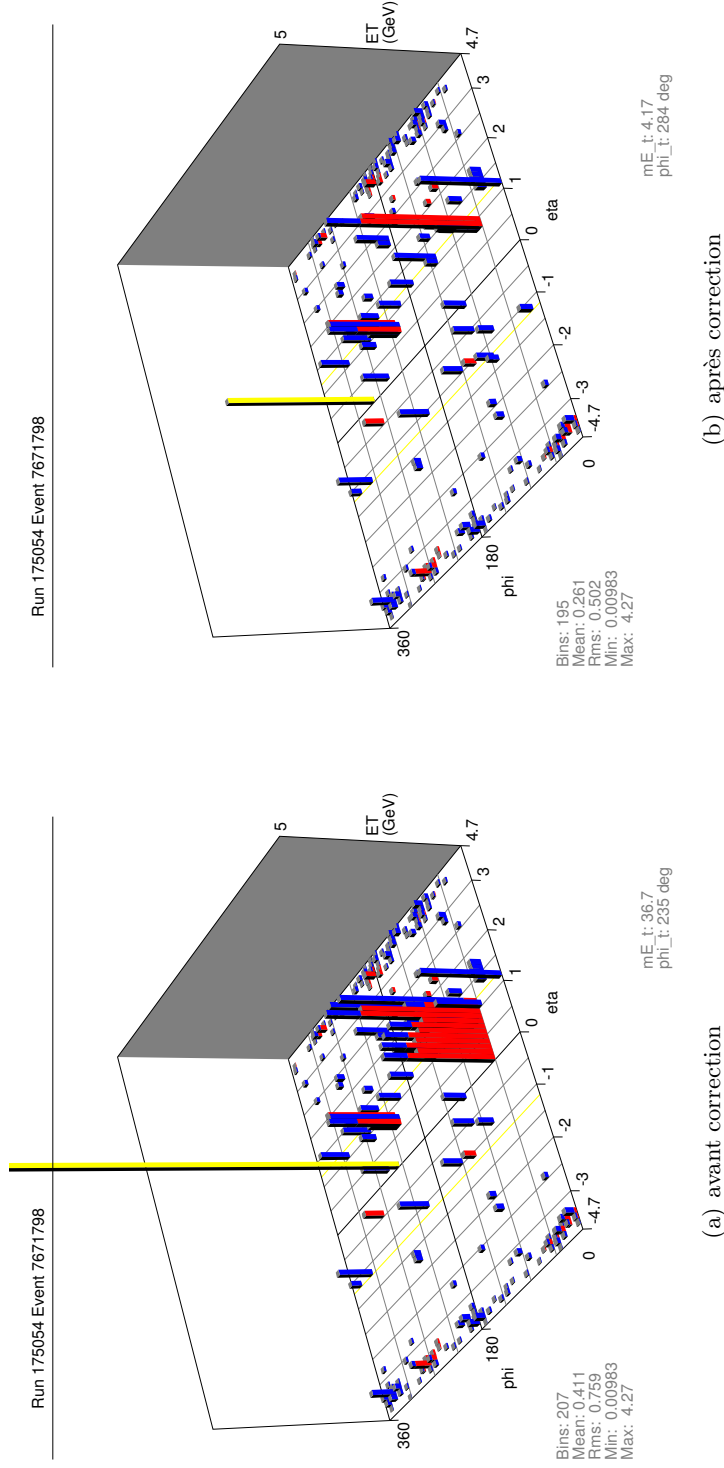


FIGURE 4.4 – Exemple d'un événement qui est affecté par le *problème de l'énergie partagée* (« *energy sharing problem* » en anglais). Le même événement est montré deux fois, une fois avant correction (a) et une fois après correction du *problème de l'énergie partagée* (b). La correction est appliquée au niveau des données brutes, avant la reconstruction des énergies des cellules du calorimètre à partir des coups ADC (qui constituent les données brutes du calorimètre). Dans le jargon de l'expérience DØ, ce type de graphique est appelé *Graphique Lego* : il montre, séparément pour chaque tour du calorimètre (les tours sont clairement visibles dans la Fig. 4.1), le dépôt en énergie transverse (E_T). Les dépôts dans la partie EM de chaque tour sont indiqués en rouge, les dépôts dans la partie HAD en bleu (« empilés » sur la partie rouge). La tour jaune représente l'énergie transverse manquante. Pour rendre ce graphique plus lisible, seules les cellules avec un dépôt d'énergie relativement important ($>0,5$ GeV) sont représentées. Dans cet événement, une quantité importante d'énergie a été déposée dans une tour qui est lue par une carte d'électronique qui est défectueuse (affectée par le *problème de l'énergie partagée*). Ceci provoque la signature typique de l'énergie « partagée » : nous voyons correctement le dépôt d'énergie dans la carte défectueuse et environ la moitié de cette énergie dans une série de tours à proximité.

4.3 Détermination des gains des calorimètres

Une hypothèse naturelle qui pourrait expliquer la grande valeur du terme constant dans la résolution en énergie des électrons (c.f. Sec. 4.1) sont des erreurs importantes dans la calibration du calorimètre. Jusqu'en 2003, le travail sur la calibration portait pratiquement exclusivement [44] sur la calibration de la nouvelle électronique de lecture du Run II. La calibration de l'électronique de lecture [45, 46] est basée sur l'utilisation de « *pulsers* » : à l'aide de générateurs d'impulsions électriques (« *pulsers* » en anglais), un signal connu est injecté dans un canal de lecture donné. Les caractéristiques de ces impulsions, notamment leurs amplitudes, sont bien connues, et une comparaison de l'amplitude de l'impulsion injectée et du signal donné par l'électronique de lecture permet donc de quantifier la réponse de la chaîne de lecture. Chaque canal est sondé avec des impulsions de différentes amplitudes, ce qui permet de mettre en évidence d'éventuelles non-linéarités de la chaîne de lecture. Au Run II, des non-linéarités non-négligeables [45] sont introduites par la mémoire analogique (les SCA) qui fait partie de la chaîne de lecture [37]. Les calibrations obtenues à l'aide des « *pulsers* » sont utilisées [45, 46] pour corriger cet effet lors de la reconstruction des données.

En 2004, nous avons lancé un vaste programme de vérification de la calibration du calorimètre à l'aide de données de collision [47]. L'objectif était de déterminer des constantes multiplicatives pour corriger les énergies mesurées dans les cellules du calorimètre ; idéalement une constante par cellule (et non pas une constante pour groupe de cellules, comme p.ex. un module du CC). Les constantes de calibration c_i sont définies comme

$$E_i^{\text{corrigée}} = c_i \times E_i^{\text{initiale}}, \quad (4.2)$$

où i dénote le numéro de la cellule, E_i^{initiale} est notre meilleure estimation de l'énergie dans la cellule (après prise en compte de tous les effets connus, y compris des calibrations de la chaîne de lecture), et $E_i^{\text{corrigée}}$ est une estimation raffinée de l'énergie dans la cellule. Les valeurs des c_i sont à déterminer à l'aide de données de calibration. Dans le cas idéal, c.-à-d. avec une calibration initiale parfaite, $c_i = 1$ pour tous les i . Pour déterminer les c_i à partir des données de collision, nous avons besoin d'*échantillons de contrôle*, c.-à-d. de lots d'événements avec des propriétés bien connues et des contraintes sur les énergies mesurées dans le calorimètre. L'échantillon de contrôle par excellence est fourni par le processus $Z \rightarrow e^+e^-$ avec son pic étroit dans le spectre de masse et une position du pic précisément connue. La section efficace de ce processus est malheureusement assez faible. En effet, dans 1 fb^{-1} de données, nous observons environ 20 000 événements dans le pic avec les deux électrons dans le CC. Ceci est largement insuffisant pour déterminer les c_i des 11 000 cellules dans la partie EM du CC. Nous combinons donc plusieurs échantillons de contrôle pour déterminer les c_i . Une contribution importante dans notre programme de calibration vient d'une technique appelée « intercalibration en ϕ ». L'idée de base de cette technique est simple, et elle a déjà été discutée avant le début du Run I [48] : comme les faisceaux du Tevatron ne sont pas polarisés, le flux en énergie produit par les collisions doit être symétrique en ϕ (ϕ dénote l'angle azimuthal autour de l'axe des faisceaux). Par conséquent, le taux d'événements où le dépôt d'énergie dans une cellule donnée est supérieur à un seuil donné doit être le même pour l'ensemble des cellules dans un anneau à pseudo-rapacité et à profondeur données. Cette contrainte ne permet pas de déterminer l'échelle absolue des c_i , mais elle permet d'égaliser l'échelle d'énergie à l'intérieur de chaque anneau de cellules. Et ceci avec une grande précision car des événements inclusifs (et non pas un processus de physique particulier) peuvent être utilisés pour cette méthode.

Nous avons mis au point [47] une stratégie de calibration qui combine les informations extraites de différents échantillons de contrôle pour déterminer l'ensemble des c_i avec précision :

- Nous utilisons l’intercalibration en ϕ pour égaliser l’échelle en énergie dans chaque anneau à pseudo-rapacité et profondeur données. Ceci représente une réduction considérable du nombre de degrés de liberté.
- Pour la partie EM du calorimètre, nous utilisons le processus $Z \rightarrow e^+e^-$ pour déterminer l’échelle absolue en énergie de chaque anneau à η donné ainsi que pour égaliser l’échelle en énergie des cellules à différentes profondeurs (moyennée sur tous les η dans un même cryostat).
- Pour la partie HAD du calorimètre, nous utilisons un échantillon d’événements *di-jets* avec les deux *jets* dos-à-dos en ϕ pour déterminer l’échelle en énergie de la partie HAD d’un anneau de tours à η donné par rapport à celle de la partie EM de ces tours. Dans cette étude, nous exploitons la balance en énergie transverse des deux *jets*.

En pratique, le choix de l’échantillon de données pour l’intercalibration en ϕ est délicat. Les premières études au Run II [49] étaient basées sur les événements sélectionnés avec les critères de déclenchement dits « de physique » que DØ enregistre pendant les opérations normales de l’expérience. Ces critères demandent typiquement plusieurs objets (*jets*, muons, ...) de grande impulsion transverse par événement. Or, pour l’intercalibration en ϕ nous aimerions utiliser comme seul critère de sélection un seuil sur l’énergie déposée dans une cellule donnée. Les premiers résultats (basés sur le déclenchement « de physique ») étaient biaisés par la sélection, au niveau du déclenchement, sur des objets de physique qui couvrent un grand nombre de cellules (*jets*) ou, pire, qui sont détectés dans un autre sous-détecteur avec sa propre structure en ϕ (muons), et ils étaient donc difficilement exploitables. En principe, ce problème peut être évité en utilisant des déclenchements « *zero bias* »⁴ ou bien « *minimum bias* »⁵. Mais en pratique il est impossible d’obtenir des échantillons de taille suffisante avec des grands dépôts d’énergie par cellule⁶.

Nous avons donc développé et implémenté [50] une stratégie de déclenchement et d’analyse qui nous permet d’éviter ces biais. Le déclenchement que nous avons mis au point pour l’intercalibration en ϕ du calorimètre EM est décrit en détail dans la Réf. [50]. Au niveau 1 du déclenchement nous disposons uniquement d’une digitalisation rapide de la somme (analogique) des énergies transverses dans une zone de 2×2 tours dans le calorimètre EM, et nous demandons simplement une zone avec $E_T > 6$ GeV. Au niveau 3 du déclenchement, où nous avons pour la première fois accès aux résultats de la chaîne de lecture complète, nous inspectons les 2×2 tours et nous demandons au moins une *tour* avec $E_T > 8$ GeV (le seuil a été ajusté pour éviter un biais dû aux différences dans les énergies transverses vues par les deux lectures distinctes). Dans l’analyse hors ligne des données [51] nous sélectionnons des tours avec $E_T > 9$ GeV. Notons que ceci est toujours un critère sur l’énergie dans une tour, et non pas sur une cellule individuelle à une profondeur donnée. La méthode d’intercalibration simple discutée ci-dessus a donc été remplacée par une méthode légèrement plus complexe [51] qui utilise comme observables le compte de *tours* avec $E_T > 9$ GeV et les distributions des contributions fractionnelles des cellules individuelles de chaque profondeur à l’énergie totale de la tour.

Une intercalibration en ϕ précise (avec des incertitudes inférieures au pour-cent pour chacune des cellules du CC-EM) nécessite plusieurs millions d’événements enregistrés avec notre déclenchement dédié, ce qui correspond à une utilisation non-négligeable de bande passante dans le système d’acquisition de données - notamment aux niveaux 1 et 2 du déclenchement

4. le déclenchement demande uniquement un croisement des faisceaux à DØ

5. le déclenchement demande, en plus, de l’activité dans les compteurs de luminosité des deux côtés de DØ

6. où « grand » est défini ici comme « comparables aux énergies des cellules dans les clusters d’électrons issus de désintégrations de bosons W et Z »

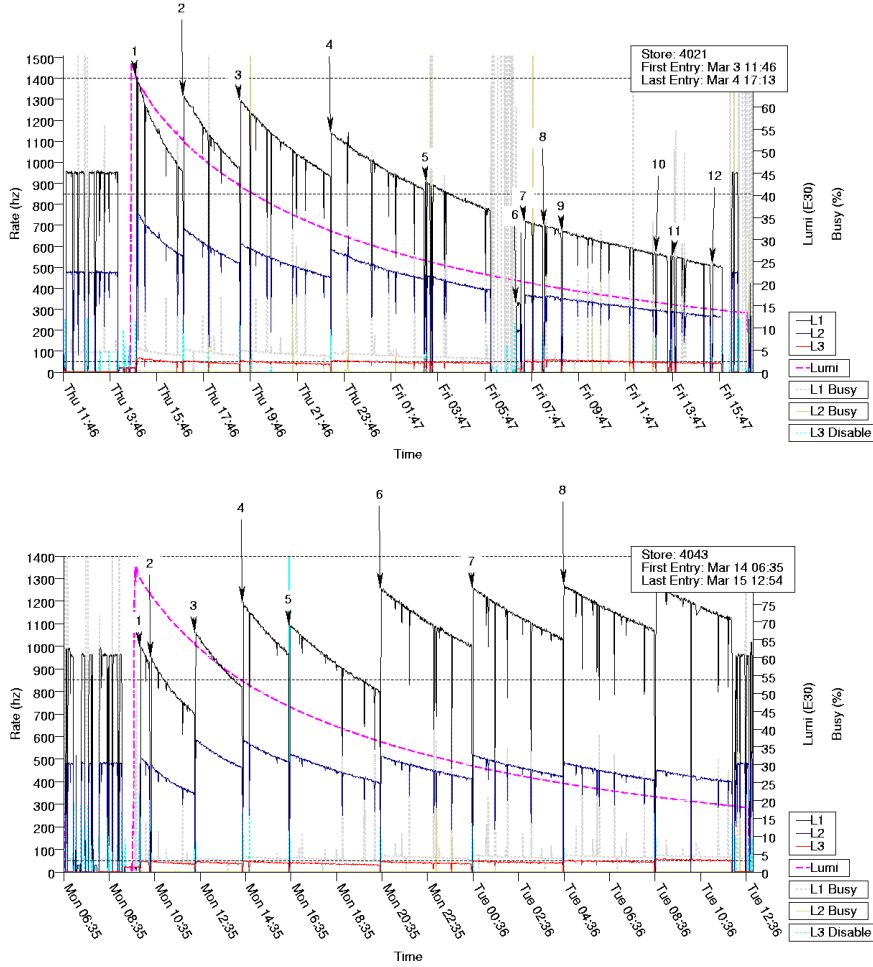


FIGURE 4.5 – Luminosité (« Lumi ») et taux d'événements après les trois niveaux du déclenchement (L1, L2 et L3). Le « store » du haut correspond aux opérations standard de DØ avec beaucoup de bande passante libre vers la fin du « store ». Dans le « store » du bas, la bande passante au niveau 1 est saturée avec des données d'intercalibration. Dans un « store » typique avec le déclenchement d'intercalibration activé, environ 800 000 événements d'intercalibration sont enregistrés.

(nos critères de déclenchement impliquent un grand facteur de réjection au niveau 3). De plus, les premières implémentations de notre déclenchement nécessitaient une version privée de l'exécutable qui tourne sur les PCs du niveau 3. Les premières données pour l'intercalibration du calorimètre EM ont donc été enregistrées lors de « runs spéciaux » (une période de 24 heures de faisceaux où DØ a enregistré *exclusivement* des données d'intercalibration) [50]. Les critères pour l'intercalibration ont ensuite été implémentés dans la version officielle du logiciel du niveau 3, ce qui a permis d'enregistrer les données d'intercalibration en fin de « stores » du Tevatron où la luminosité est plus faible et plus de bande passante est disponible [52]. Ceci est illustré dans la Fig. 4.5. DØ a ainsi pu répéter l'intercalibration des calorimètres EM et HAD de façon régulière (c.f. Sec. 4.6).

Les résultats de l'intercalibration en ϕ de la partie CC-EM du calorimètre sont résumés dans

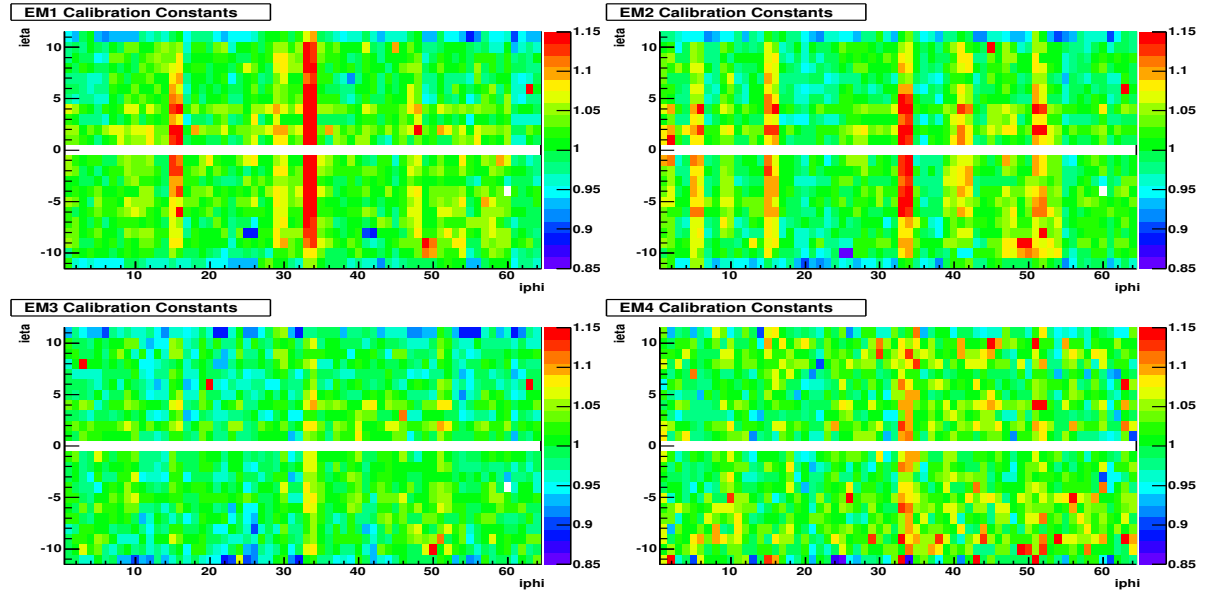


FIGURE 4.6 – Résultats de l'intercalibration en ϕ de la partie électromagnétique du calorimètre central. Les quatre graphiques montrent les constantes d'intercalibration en fonction de $i\eta$ et $i\phi$ (des coordonnées utilisées pour numérotter les cellules), séparément pour chacune des quatre couches (EM1, ..., EM4).

la Fig. 4.6. Elle montre des inhomogénéités qui sont bien plus grandes qu'attendues dans l'ensemble du calorimètre. De plus, elle montre l'existence de quelques zones particulièrement mauvaises comme p.ex. les deux rangés de cellules à $i\phi = 33$ et $i\phi = 34$. Elles correspondent à l'un des modules en ϕ qui constituent le calorimètre CC-EM, le module 17. Les résultats de la détermination de l'échelle absolue en énergie, séparément pour chaque anneau à η ($i\eta$) donné, sont donnés dans la Fig. 4.7.

La Fig. 4.8 illustre l'effet de la calibration des gains des cellules du calorimètre sur la résolution en énergie pour les électrons. Elle montre que la calibration apporte une amélioration sensible de la résolution, et donc une réduction sensible du terme constant. Vu l'ensemble des graphiques dans cette section, nous savons donc qu'il existent des non-uniformités assez grandes dans les gains des différentes cellules du calorimètre CC-EM et que ces non-uniformités représentent une contribution importante au terme constant. Nous savons par ailleurs que de telles non-uniformités n'existaient pas au Run I (parce que le terme constant était très faible, c.f. Sec. 4.1, et parce que les études d'intercalibration de l'époque montraient une bonne uniformité). Il se pose donc la question de l'origine de cette dégradation. La cause probable a été identifiée dans la Réf. [55]. En effet, il ne faut pas oublier que les cartes de lecture qui se trouvent au milieu des « *di-gaps* » (c.f. Fig. 4.3) sont peu rigides, comme nous pouvons le voir dans la Fig. 4.9. Aucun effort particulier n'a été fait pour fixer ces cartes bien au centre des « *di-gaps* », seules quelques cales en plastique les tiennent en place [18,36]. Comme discuté dans la Fig. 4.10, cette « approximation » n'avait pas d'importance au Run I où le temps d'intégration de charge était plus long que le temps de dérive à travers les « *gaps* ». Mais au Run II, avec un temps d'intégration qui est plus court que le temps de dérive, ces imperfections de la géométrie provoquent des non-uniformités importantes dans les gains des

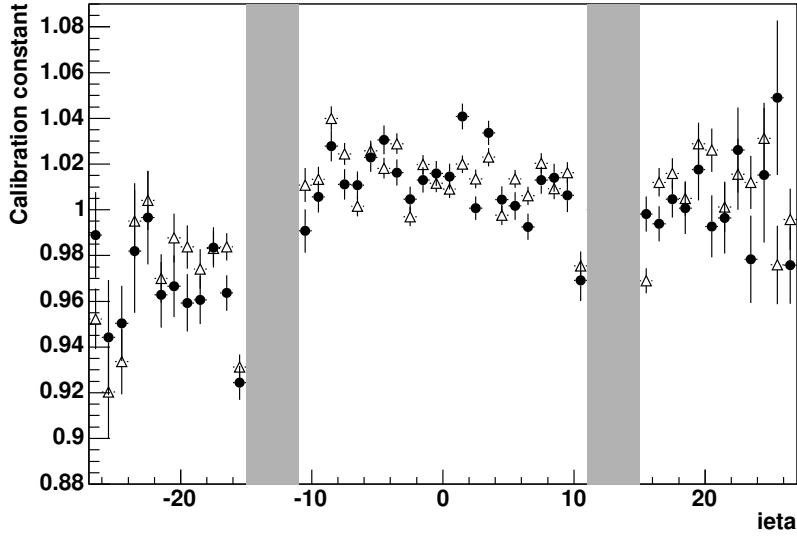


FIGURE 4.7 – Résultat de la détermination de l'échelle absolue en énergie, séparément pour chaque anneau à η ($ieta$) donné. Les zones grises indiquent les zones de transition entre les cryostats (elles ne sont pas prises en compte dans l'ajustement des constantes de calibration à l'aide de l'échantillon $Z \rightarrow ee$). Le point à $ieta = -27$ représente la constante commune qui est définie pour les anneaux à $-37 \leq ieta \leq -27$, *idem* pour $ieta = +27$. Les triangles représentent les résultats obtenus pour les données enregistrées avant la période d'arrêt en sept/nov 2003, les points représentent ceux pour les données prises juste après cette période d'arrêt.

cellules.

Les décalibrations extrêmes dans le module 17 qui sont clairement visibles dans la Fig. 4.6 sont, elles aussi, dues à des problèmes de géométrie. Le module 17 souffre en effet de déformations qui sont discutées en détail dans la Fig. 4.11. Ces déformations résultent en l'application d'une force sur les cartes de lecture qui provoque des déplacements extrêmes des cartes par rapport au centre des « *di-gaps* » (et ceci plus particulièrement pour les couches EM1 et EM2). Ces déformations sont aussi visibles sur les photographies de l'époque, comme p.ex. dans la Fig. 4.12.

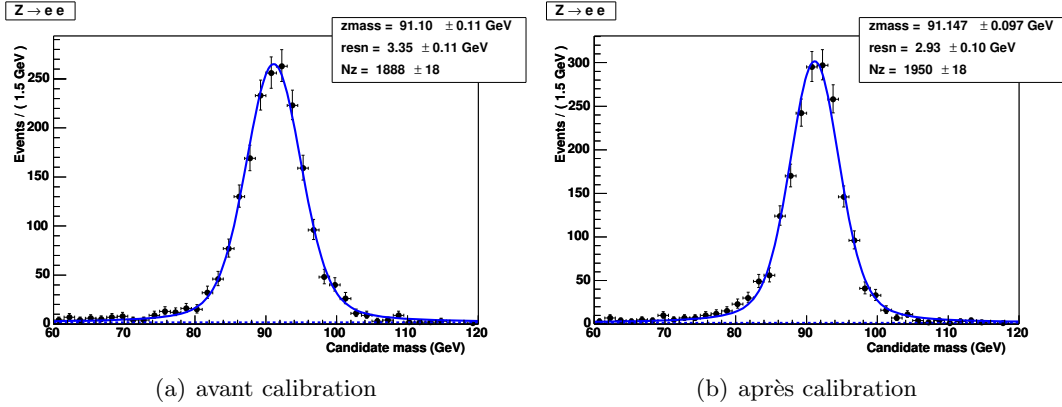


FIGURE 4.8 – Comparaison de la largeur expérimentale du pic de masse dans les données $Z \rightarrow ee$ avant et après la calibration du calorimètre. Les deux graphiques utilisent exactement les mêmes événements. Ils ont été enregistrés juste après la période d’arrêt en sept/nov 2003. La courbe bleue représente un ajustement à la somme d’une voigtienne et un polynôme d’ordre un. Une voigtienne est définie comme convolution d’une fonction de Breit-Wigner (BW) avec une gaussienne. La largeur de la BW est fixée à la largeur naturelle du boson Z . La largeur de la gaussienne représente la résolution expérimentale. Elle est un paramètre libre dans l’ajustement (**resn** dans le graphique).



FIGURE 4.9 – Photographie d’une carte de lecture (c.f. Fig. 4.3) identique à celles qui sont installées dans les modules de la partie centrale du calorimètre hadronique (FH). La carte est suspendue par deux canettes de boisson de taille US habituelle (355 ml) et la longueur de la règle (posée sur la carte) est 31 cm.

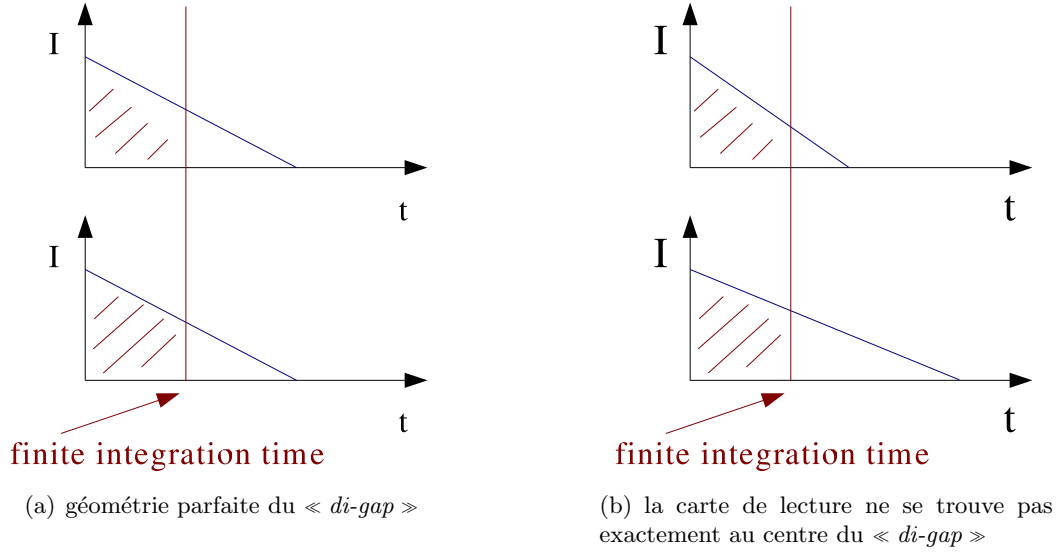
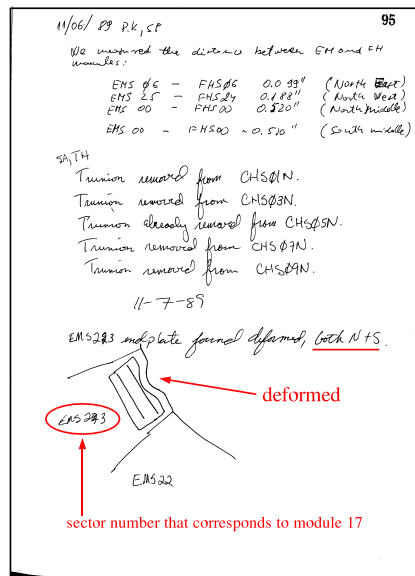
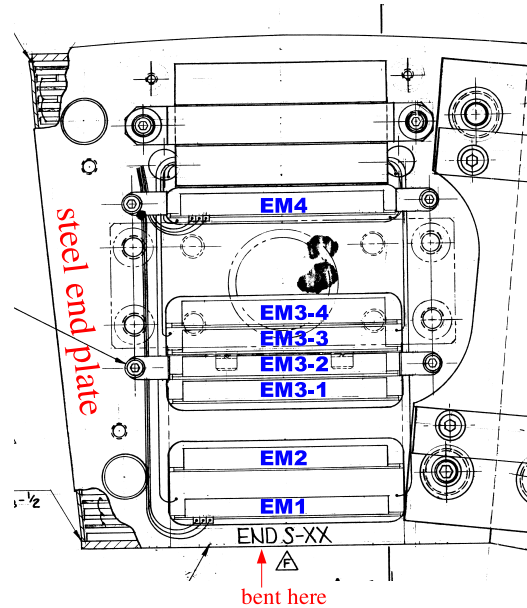


FIGURE 4.10 – Représentation du courant d'ionisation à travers les deux « gaps » (en haut et en bas) d'un même « di-gap », en fonction du temps ($t = 0$ correspond au moment de l'ionisation, et nous faisons l'hypothèse que la même quantité de charge a été libérée dans les deux « gaps », et que les charges libres sont distribuées de façon uniforme sur toute la largeur de chaque « gap »). La figure de gauche correspond à un « di-gap » de géométrie parfaite. Le temps nécessaire pour collecter l'ensemble des charges est donc le même pour les deux « gaps ». La figure de droite correspond au cas où la carte de lecture (c.f. Fig. 4.3) ne se trouve pas exactement au centre du « di-gap ». L'un des deux « gaps » est donc plus large que l'autre et il faut plus de temps pour collecter l'ensemble des charges. La charge totale, et donc la somme sur les deux « gaps » de l'intégrale de $t = 0$ à $t = \infty$ du courant, reste la même pour les deux géométries. Mais ceci est différent pour la somme des intégrales sur un temps d'intégration fini. Dans ce cas, la perte fractionnelle de charge intégrée Q due au déplacement de la carte est $\frac{dQ}{Q} = -\frac{0,5 \times f}{1 - 0,5 \times f} \times \kappa^2$, où f est la fraction de charge collectée nominale (avec géométrie parfaite) et κ dénote le changement fractionnel de la largeur des « gaps » dû au déplacement de la carte. Avec $f = 70 \%$ (ce qui correspond au temps d'intégration de la lecture de DØ) et $\kappa = 20 \%$, nous obtenons $\frac{dQ}{Q} = 2,2 \%$.



(a) cahier de laboratoire



(b) vue schématique de la plaquette en acier qui se trouve aux deux extrêmes des modules CC-EM

FIGURE 4.11 – (A gauche) Reproduction, en noir et blanc, d’une page du cahier de laboratoire de la période où la partie électromagnétique du calorimètre central a été assemblée à partir des modules en ϕ individuels. Nous avons ajouté quelques annotations en rouge. A l’époque, il avait été remarqué que la face interne (qui pointe vers le point de collision) du module numéro 17 avait été déformée aux deux côtés (à grand $|\eta_{\text{det}}|$). Cette déformation est due à une fausse manœuvre où le poids d’un grand nombre de modules a été momentanément soutenu par le module 17. (A droite) Une vue globale de la plaquette en acier (« *steel end plate* ») qui est déformée. L’axe des faisceaux est perpendiculaire au plan de la figure. Les parties annotées en bleu indiquent les endroits où un sous-ensemble des cartes de lecture sort de l’intérieur des modules pour pouvoir brancher les câbles de lecture. A cause de la déformation, la partie déformée de l’acier exerce une pression sur ces cartes, en particulier EM1 et EM2.

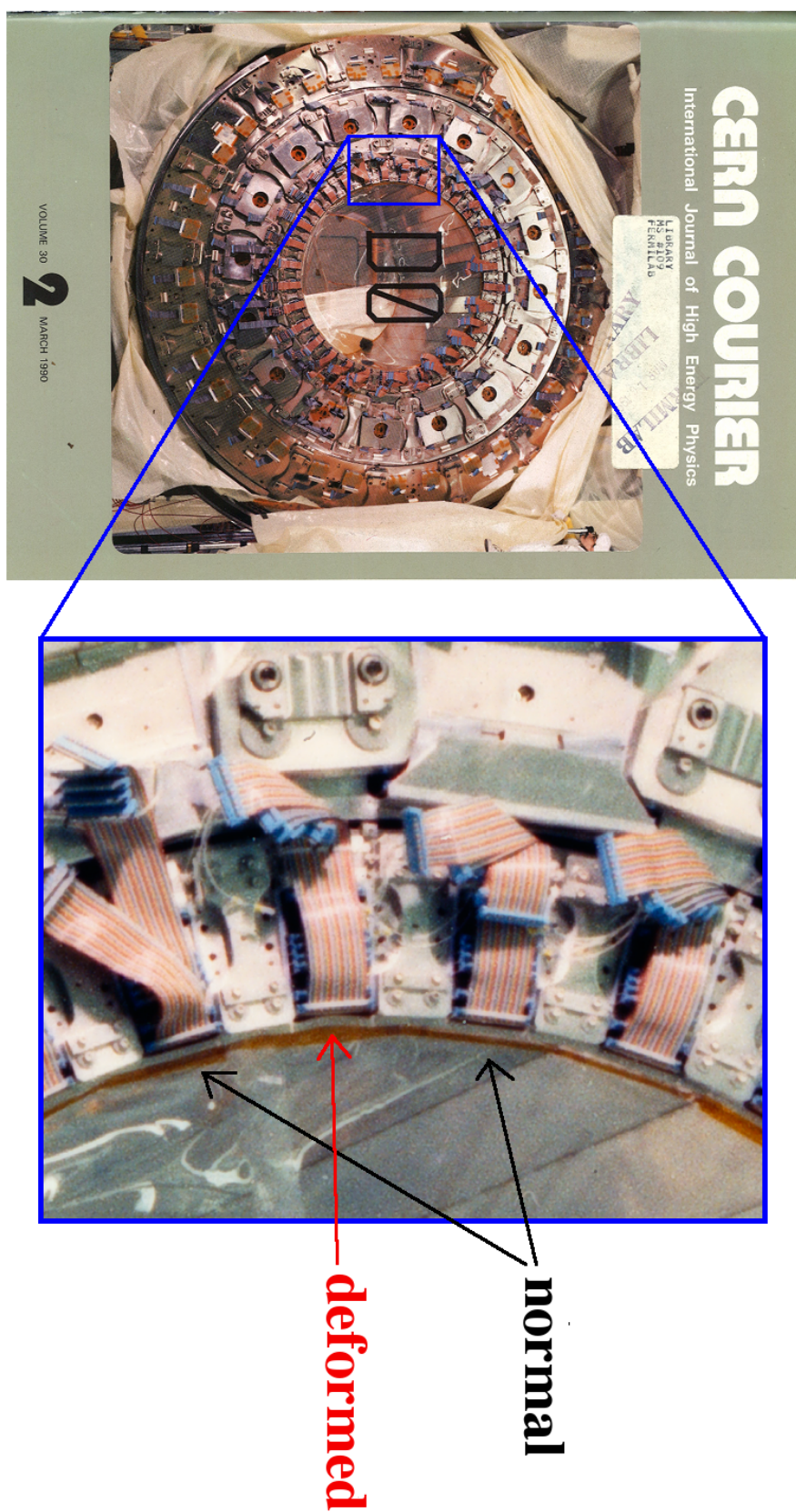


FIGURE 4.12 – Couverture de l'édition de mars 1990 de la revue « *CERN Courier* ». La photographie montre le calorimètre central de DØ après son assemblage et avant son insertion dans le cryostat. La partie agrandie montre le module numéro 17 de la partie électromagnétique, ainsi que ses voisins.

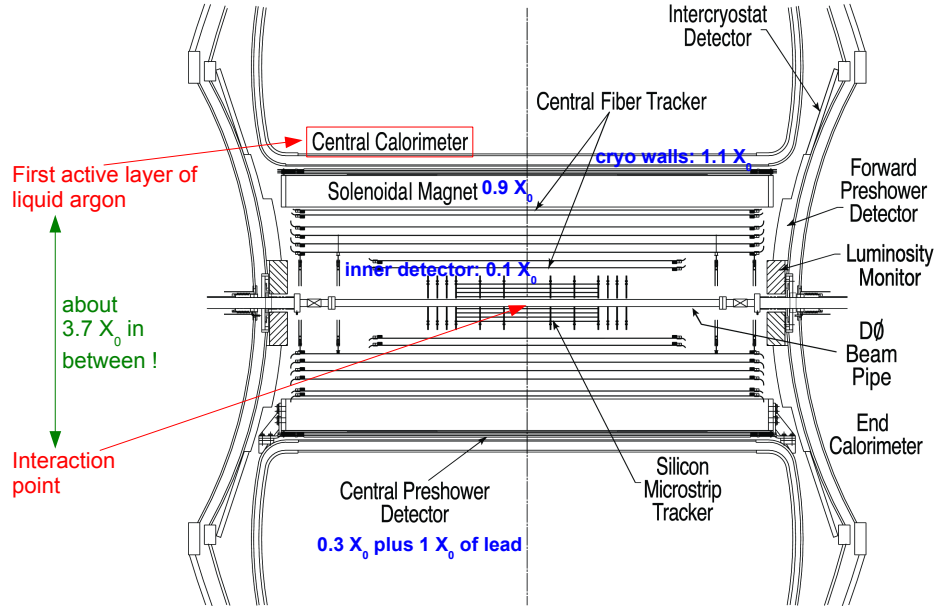


FIGURE 4.13 – Vue schématique du détecteur interne de DØ, reproduite de la Réf. [19]. Quelques annotations sur la matière non-instrumentée (du point de vue de la calorimétrie) en amont du calorimètre central ont été ajoutées (en couleur).

4.4 Echantillonnage des gerbes électromagnétiques au Run II

Un développement important pour la calorimétrie au Run II était la prise de conscience de l'importance de la matière non-instrumentée (du point de vue de la calorimétrie) devant le calorimètre [56]. En effet, sur son chemin du point d'interaction vers la première couche active du calorimètre, une particule avec $\eta_{\text{phys}} = 0$ doit traverser environ $3,7 X_0$ de matière⁷ non-instrumentée (c.f. Fig. 4.13). L'une des contributions importantes à ce budget de matière était déjà présente au Run I : les murs du cryostat. Le solénoïde et les pré-échantillonneurs⁸ ont été installés pour le Run II. Le graphique de la Fig. 4.14 est une illustration frappante des conséquences de la matière non-instrumentée. Il compare le pic de masse de $Z \rightarrow e^+e^-$ pour différents angles d'impact des électrons sur la matière non-instrumentée. Nous observons deux effets : le pic pour une incidence non-normale n'est pas seulement significativement plus large que celui pour une incidence normale, mais sa position est aussi décalée. Ces deux effets ne sont pas d'origine cinématique ; il s'agit d'effets instrumentaux.

Les Figs. 4.15 et 4.16 illustrent l'origine de ces effets instrumentaux. Comme le montre la Fig. 4.15, même à incidence normale, un électron dépose typiquement une fraction non-négligeable de son énergie dans la matière non-instrumentée devant la première couche du calorimètre (EM1). La quantité de matière devant le calorimètre central varie peu avec la

7. Le symbole X_0 dénote la longueur de radiation [39].

8. L'objectif principal des pré-échantillonneurs est de limiter la dégradation de la résolution en énergie du calorimètre due au nouveau détecteur interne magnétique [57]. La Réf. [57] souligne l'importance d'avoir une plage dynamique de 12 bits dans la digitalisation des signaux des pré-échantillonneurs. Pour des raisons techniques, seulement 8 bits sont disponibles dans le système qui a été installé au début du Run II [19], et le système de lecture du pré-échantillonneur central sature pour des électrons avec des énergies au-delà 5 GeV [58]. En pratique, les pré-échantillonneurs sont donc essentiellement une contribution à la matière non-instrumentée.

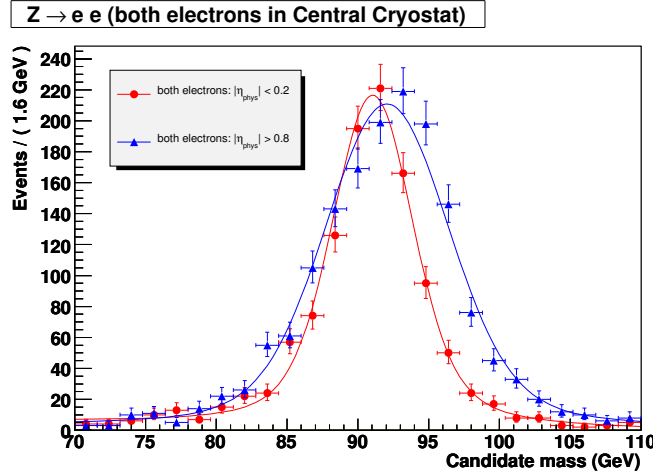


FIGURE 4.14 – Le pic de masse de $Z \rightarrow e^+e^-$ dans les données, séparément pour deux sous-échantillons avec une grande différence dans les angles d'incidence des électrons sur la matière non-instrumentée : incidence quasi-normale (distribution rouge) et incidence très non-normale (bleue). Seuls des événements avec les deux électrons dans le calorimètre central sont pris en compte. La calibration des énergies utilisée ici date de 2004. Figure reproduite de la Réf. [56].

position en z . Mais un électron d'incidence non-normale voit effectivement plus de matière, et par conséquent perd, en moyenne, significativement plus d'énergie qu'un électron à incidence normale. Outre le profil *moyen* des gerbes électromagnétiques, les conséquences des *fluctuations* des gerbes sont importantes pour notre discussion. Ces fluctuations sont illustrées dans la Fig. 4.16, pour des électrons de deux énergies différentes. Deux effets sont apparents. D'une part, la fraction moyenne de l'énergie de la gerbe qui est déposée dans la partie non-instrumentée devant le calorimètre dépend de l'énergie de l'électron. D'autre part, les fluctuations autour de la moyenne dépendent fortement de l'énergie de l'électron. Les fluctuations dépendent par ailleurs aussi fortement de l'angle d'incidence de l'électron : il suffit de prendre l'un des graphiques de la Fig. 4.16 et de déplacer les lignes qui indiquent les couches du calorimètre (comme dans la Fig. 4.15 à droite) pour illustrer ce point.

Réexaminons les pics de masse de la Fig. 4.14 dans le contexte de la discussion de l'échantillonnage des gerbes ci-dessus. La reconstruction de l'énergie des électrons contient deux éléments qui visent à corriger les pertes d'énergie dans la matière non-instrumentée. Premièrement, les dépôts d'énergie dans les différentes couches du calorimètre (EM1, EM2, ...) ne sont pas simplement sommés pour estimer l'énergie d'un électron, mais une somme pondérée des dépôts est utilisée. Les poids des différentes couches ont été choisis pour optimiser la résolution en énergie pour les électrons d'une énergie de 50 GeV [56, 60]. Les variations des poids ainsi obtenus sont importantes : p.ex. le poids appliqué aux dépôts d'énergie dans la couche EM1 est 4,1 fois plus grand que le poids pour la couche EM3 [56]. Cette pondération aide à réduire la dégradation de la résolution en énergie due à la matière non-instrumentée. Dans la suite, nous utilisons le terme *énergie du cluster* pour désigner la somme pondérée des énergies mesurées dans les cellules associées au *cluster* d'un électron. Deuxièmement, une correction pour les pertes de l'énergie (après pondération des couches) est appliquée. Pour les électrons dans le CC, cette correction dépend de η_{phys} (utilisé ici comme mesure de l'angle d'incidence sur la matière morte) et de l'énergie du *cluster*. La

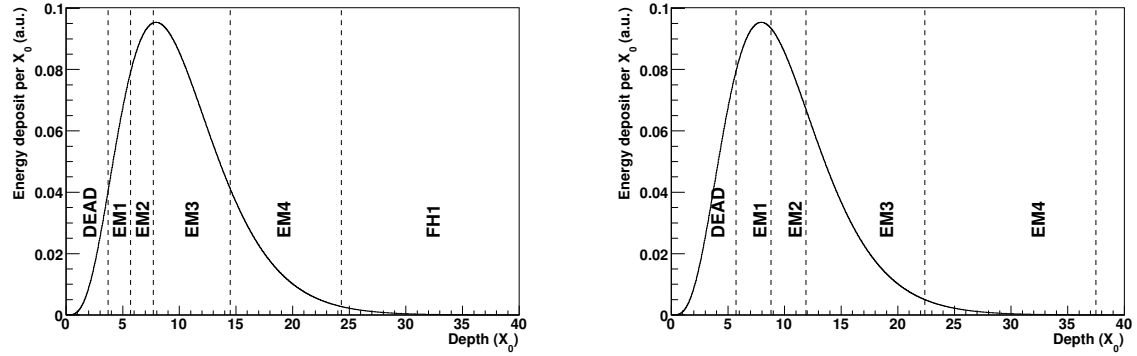


FIGURE 4.15 – Profil longitudinal moyen de la gerbe d’un électron d’une énergie de 45 GeV (dépôt d’énergie [unité arbitraire] moyen en fonction de la profondeur de la gerbe [en X_0]). La profondeur des différentes sections de lecture du calorimètre central est indiquée, à gauche, pour un électron à incidence normale ($\eta_{\text{phys}} = 0$), et, à droite, pour un électron à incidence très non-normale ($\eta_{\text{phys}} = 1$).

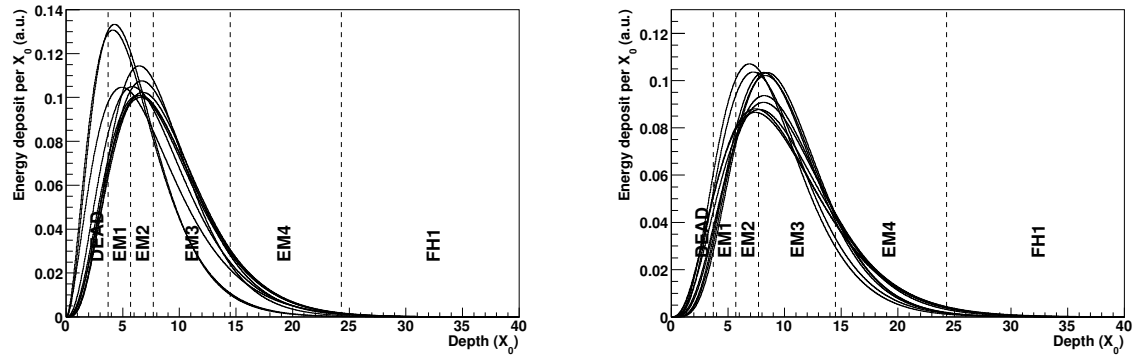


FIGURE 4.16 – Gerbes d’électrons simulées à l’aide de la paramétrisation des fluctuations dans les gerbes GFlash [59]. La profondeur des sections de lecture du calorimètre central est superposée, pour $\eta_{\text{phys}} = 0$. A gauche, pour dix électrons de 5 GeV et, à droite, pour dix électrons de 45 GeV.

Fig. 4.17 montre des exemples de facteurs de correction. Cette correction sert à uniformiser l’échelle en énergie pour les électrons à différents angles et à différentes énergies et à corriger leur échelle en énergie absolue. Les facteurs de correction pour revenir de l’énergie du *cluster* à l’énergie de l’électron incident sont déterminés à partir d’électrons simulés avec une simulation détaillée du détecteur DØ.

Sans les corrections décrites ci-dessus, la différence dans la position des deux pics dans la Fig. 4.14 serait encore plus grande. Mais le fait que cette différence persiste après les corrections montre que la précision de la simulation détaillée qui est utilisée pour déterminer les facteurs de correction ne correspond pas à nos attentes. La résolution en énergie dégradée pour les électrons à incidence non-normale est une conséquence naturelle de la quantité excessive de matière non-instrumentée. Comme le montre la Fig. 4.18, cette dégradation est importante. En effet, le terme d’échantillonnage pour les électrons à incidence très non-normale au Run II est comparable à celui des pions chargés au Run I. L’importance

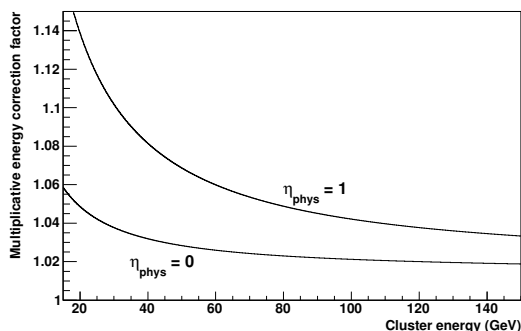


FIGURE 4.17 – Facteurs de correction qui permettent de passer de l'énergie d'un *cluster* d'électron reconstruit dans le calorimètre central à l'énergie de l'électron incident. Ces facteurs ont été déterminés à l'aide de la simulation officielle de DØ. Ils sont appliqués dans l'algorithme de reconstruction de l'énergie des électrons.

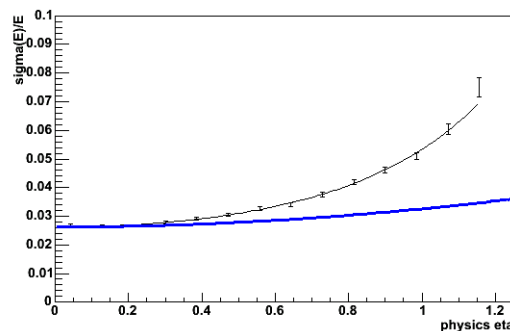


FIGURE 4.18 – Résolution fractionnelle en énergie $\sigma(E)/E$ pour de électrons de $E = 45$ GeV reconstruits dans le calorimètre central en fonction de η_{phys} (c.-à-d. en fonction de l'angle d'incidence) [61]. La courbe noire est obtenue à l'aide de la simulation détaillée de DØ, la courbe bleue représente un modèle en $1/\sqrt{\sin \theta}$.

de cette dégradation de la résolution n'avait pas été appréciée au début du Run II. La Réf. [40] en est un exemple : dans l'ajustement de la valeur du terme constant, l'hypothèse de $S = 15$ % est utilisée.

Pour identifier l'origine des défaillances de la simulation détaillée qui est utilisée pour déterminer les corrections pour les pertes en énergie dans la matière non-instrumentée, nous avons entrepris un vaste programme d'études [56] de tous les ingrédients de cette simulation. Les simulations détaillées des gerbes électromagnétiques ont la réputation d'être extrêmement fiables. En effet, l'ensemble des processus d'interaction entre électrons et la matière (Bremsstrahlung, diffusion multiple, ...) ainsi qu'entre photons et la matière (création de paire e^+e^- , effet photoélectrique, diffusion compton, ...) font partie du domaine de l'interaction électromagnétique où des calculs précis ainsi que de nombreuses mesures expérimentales sont disponibles. La géométrie du détecteur, avec l'ensemble des composants actifs et passifs, est connue avec précision et une description détaillée de cette géométrie est implémentée dans le logiciel de simulation. Nous disposons aujourd'hui d'ordinateurs puissants pour simuler les détails du parcours de chaque particule dans une gerbe jusqu'à son absorption. Il n'y a donc pas de raison fondamentale qui nous empêcherait d'obtenir des simulations précises des gerbes électromagnétiques⁹. En pratique, le diable est dans les détails. Nous avons identifié un certain nombre de problèmes dans la simulation officielle de DØ et dans les outils logiciels desquels elle dépend. Nous allons discuter les trois points les plus importants dans la suite.

Les comparaisons de différents logiciels pour la simulation étaient un outil clé pour nos investigations de la simulation détaillée. La simulation détaillée de DØ est basée sur l'outil

9. Pour les gerbes hadroniques la situation est bien moins favorable. Les interactions des hadrons avec la matière font intervenir l'interaction forte et des états liés (hadrons, les nucléons de la matière). La description des interactions fondamentales entre hadrons et matière est donc bien moins détaillée et fiable que dans le cas des gerbes électromagnétiques.

Geant 3 [62]. Cet outil fournit tout le code pour la description de la géométrie d'un détecteur, pour décrire les interactions des particules avec la matière et pour suivre le chemin de chaque particule à travers les différents éléments du détecteur. Un autre outil performant du même type est EGS 4 [63]. Ce dernier est peu utilisé en physique sur collisionneur car il ne fournit que des outils très simples pour la description de la géométrie, ce qui le rend quasiment inutilisable pour la simulation des détecteurs de notre discipline. Mais même les comparaisons entre Geant 3 et EGS 4 pour des scénarios très simples (p.ex. un seul électron qui entre dans un bloc en uranium ou un bloc en argon liquide, ou un électron qui entre dans un « sandwich » de volumes en uranium et en argon liquide) nous ont fourni des renseignements précieux. Les résultats d'un de nos exercices très simples sont représentés dans la Fig. 4.19. Cette figure montre clairement qu'il existe une grande différence entre les deux outils en ce qui concerne la simulation des trajectoires dans l'uranium des électrons de relativement basse énergie (qui sont produits abondamment dans les gerbes). Pour ces électrons de basse énergie, EGS 4 simule des diffusions compton individuelles. Pour des électrons de plus haute énergie, EGS 4 utilise la théorie de Molière pour décrire la diffusion multiple de façon plus économique en termes de temps de calcul. Mais EGS 4 détecte correctement que la théorie de Molière ne s'applique plus à basse énergie dans ce matériau. Geant 3 détecte aussi ce problème (sortie du domaine de validité de Molière), mais réagit différemment. Au lieu de simuler des diffusions compton individuelles, Geant 3 continue à utiliser la description de la diffusion multiple, mais sans appliquer la correction de la longueur de chemin¹⁰. Ceci est un choix étonnant, parce que cette correction devient particulièrement importante quand on s'apprête à sortir du domaine de validité. Dans notre exemple, elle devrait être de l'ordre de trois¹¹.

Heureusement, l'algorithme de transport de particules de Geant 3 propose des paramètres que l'utilisateur peut modifier pour guider l'algorithme dans ses choix de stratégie. Nous avons ajusté [64] ces paramètres de telle sorte que Geant 3 fasse le choix de simuler des diffusions coulomb individuelles quand la théorie de la diffusion multiple ne peut plus être appliquée, tout comme EGS 4. Bien sûr, ceci augmente le temps de calcul : la simulation de la gerbe d'un électron issu de $W \rightarrow e\nu$ devient 80 fois plus lente, en moyenne.

Une comparaison systématique entre Geant 3 et EGS 4 en termes des sections efficaces de l'ensemble des processus d'interaction entre électrons et matière ainsi qu'entre photons et matière a aussi révélé quelques surprises. Un exemple concernant le processus de Bremsstrahlung est donné dans la Fig. 4.20. Des tables précises de sections efficaces pour tous les éléments et tout le domaine cinématique qui nous concernent existent dans la littérature [65]. A la fois Geant 3 et EGS 4 utilisent des paramétrisations de ces tables. Dans le cas de l'uranium la paramétrisation de EGS 4 est plus précise, c.f. Fig. 4.20. En effet, la paramétrisation de Geant 3 utilise un nombre très restreint de paramètres pour décrire tout le domaine cinématique et tous les éléments, et sa précision est donc nécessairement limitée. Cette limitation est clairement documentée dans le manuel qui loue par ailleurs l'utilisation économe de la mémoire des ordinateurs. Ce choix était sans

10. Dans le cadre d'une théorie effective de multiples diffusions, un logiciel comme Geant 3 prend un électron et le fait effectuer un *pas* d'une certaine longueur à travers la matière. La théorie doit fournir une estimation du changement total de la direction de l'électron dû à la somme des diffusions le long du pas. Elle doit aussi fournir une estimation de la longueur parcourue par l'électron. Cette longueur parcourue est plus longue que le pas (qui lui est droit) et elle entre dans l'évaluation de la perte en énergie via des tables de dE/dx . La *correction de la longueur de chemin* est le rapport entre la longueur du chemin de l'électron et celle du pas.

11. Nous retrouvons ce facteur de trois environ dans la différence entre les épaisseurs de pénétration typiques entre Geant 3 et EGS 4, c.f. Fig. 4.19.

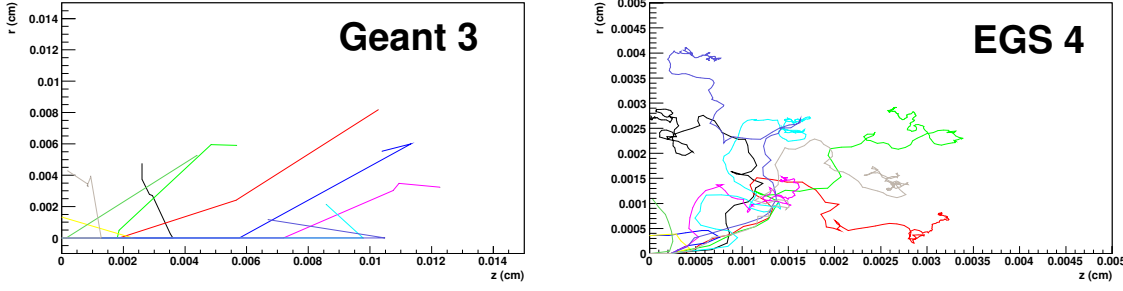


FIGURE 4.19 – Les trajectoires simulées d'électrons d'une énergie initiale de 400 keV qui entrent (à $z = r = 0$ et à incidence normale) dans un bloc d'uranium qui s'étend de $z = 0$ à $z = \infty$. Pour le graphique de gauche, dix électrons (représentés par dix couleurs) ont été simulés à l'aide de Geant 3 [62] avec la même configuration de l'algorithme de transport que dans la simulation officielle de DØ. Pour le graphique à droite, les simulations ont été effectuées avec EGS 4 [63]. Notons que les échelles sont très différentes entre les deux graphiques.

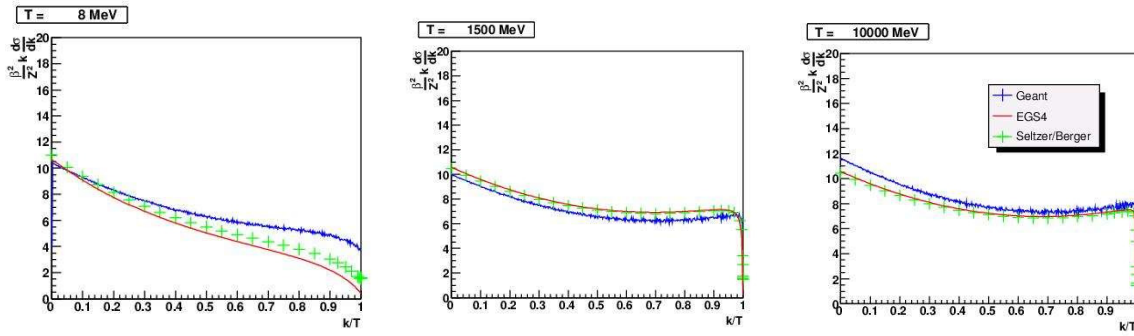


FIGURE 4.20 – Représentation de la section efficace microscopique $d\sigma/dk$ d'émission d'un photon (Bremsstrahlung) d'énergie k par un électron d'énergie cinétique T qui se propage dans un bloc en uranium ($Z = 92$). Les trois graphiques représentent trois valeurs différentes de T . Les trois couleurs représentent les paramétrisations qui sont utilisées dans les logiciels Geant 3 [62] et EGS 4 [63], ainsi que les résultats publiés par Seltzer/Berger [65].

doute pertinent dans les années 80 quand il a été fait, mais il ne l'est plus à une époque où le PC portable utilisé pour rédiger ce mémoire de HDR a 4 GB de mémoire vive. Pour palier ce problème, nous avons implémenté une version modifiée de Geant 3 qui utilise directement les tables de la Réf. [65]. A moindre mesure, le même problème affecte la paramétrisation de la section efficace de production de paire ($\gamma + A \rightarrow e^+ + e^- + A$) utilisée dans Geant 3. Nous avons remplacé cette paramétrisation par les tables précises de la Réf. [66].

La troisième mauvaise surprise concernait le modèle de la géométrie du détecteur DØ. La segmentation longitudinale du calorimètre offre un moyen efficace pour vérifier la quantité totale de matière non-instrumentée dans la simulation. Ceci est facile à apprécier en regardant l'un des deux graphiques de la Fig. 4.15. En effet, la fraction de l'énergie déposée dans la couche EM1 (et à moindre mesure dans EM2) par rapport à l'énergie totale visible dans le calorimètre dépend fortement de la quantité de matière non-instrumentée devant le calorimètre. Une comparaison entre données et simulation (qui tient compte des améliorations

discutées ci-dessus) en termes des dépôts fractionnels dans chacune des couches est montrée dans la Fig. 4.21. Pour cette comparaison nous utilisons l'échantillon pur d'électrons fournis par le processus $Z \rightarrow ee$. Nous séparons cet échantillon en 15 sous-ensembles avec différentes configurations en $|\eta_{\text{phys}}|$ des deux électrons. La Fig. 4.21 montre uniquement le sous-échantillon avec deux électrons d'incidence quasi-normale sur la matière. Le dépôt fractionnel dans EM1 et EM2 est clairement plus grand en moyenne dans les données, ce qui suggère que la quantité de matière non-instrumentée est sous-estimée dans la simulation. La conclusion pour les 14 autres sous-échantillons est la même. A partir des moyennes des distributions dans la Fig. 4.21 et de leur équivalent dans les autres sous-échantillons, nous définissons un χ^2 global entre données et simulation. Nous introduisons quatre paramètres libres dans la simulation : un facteur correctif pour le gain de chaque couche (EM1, EM2, ...) relatif aux autres couches (ce seul facteur par couche représente donc une moyenne sur η et ϕ), et l'épaisseur (en longueurs de radiation) d'un cylindre homogène d'épaisseur uniforme de *matière supplémentaire* placé entre le détecteur central et le solénoïde¹². Nous ajustons ces paramètres pour minimiser le χ^2 global. Pour l'épaisseur du cylindre nous obtenons $(0,1633 \pm 0,0095) X_0$. Ceci peut paraître comme une grande quantité de matière manquante. Mais il ne faut pas oublier que la quantité totale de matière est très grande (c.f. Fig 4.13). Donc ce cylindre supplémentaire représente une erreur de 4 % dans le compte officiel de la matière non-instrumentée. Une erreur de cette taille est parfaitement possible et raisonnable. La Fig. 4.22 montre les mêmes distributions que la Fig. 4.21, mais après l'ajustement de la matière non-instrumentée. L'accord entre données et simulation est maintenant correct. La conclusion pour l'ensemble des 14 autres sous-échantillons est la même (et nous utilisons bien un jeu des quatre paramètres commun pour l'ensemble des sous-échantillons).

En résumé, nous avons élaboré une version de la simulation détaillée du détecteur qui est bien plus précise que la version initiale/officialle. Nous l'appellerons dans la suite la *simulation extra-détaillée*. Comme elle est 80 fois plus lente que la version officielle, elle ne peut pas être utilisée pour l'ensemble des analyses de $D\bar{O}$. Nous l'utilisons pour simuler quelques échantillons qui doivent être particulièrement précis. Un exemple sont les échantillons que nous utilisons dans la suite pour paramétrer les corrections des pertes d'énergie par les électrons. Avec ces nouvelles corrections, le pic de masse de $Z \rightarrow ee$ ne montre plus de décalages comme dans la Fig 4.14. La simulation extra-détaillée est utilisée pour d'autres aspects de la mesure de m_W , comme p.ex. la quantification des fluctuations d'échantillonnage. Elle est aussi utilisée pour dériver certaines corrections dans la détermination *in situ* de l'échelle en énergie des *jets*. Cette dernière ne nous intéresse pas pour la mesure de m_W , mais elle est cruciale pour beaucoup d'autres analyses de $D\bar{O}$.

4.5 Dépendance des gains avec la luminosité instantanée

Comme nous l'avons discuté plus haut, au Run II le calorimètre de $D\bar{O}$ est opéré sous des conditions moins favorables qu'au Run I. Cette dégradation des conditions est due à la luminosité instantanée élevée au Run II. Il convient donc d'étudier la variation de la réponse en énergie du calorimètre en fonction de la luminosité instantanée afin de vérifier que l'impact des conditions extrêmes au Run II reste acceptable et qu'il est bien modélisé. Le fait qu'une

12. Comme nous pouvons le voir dans la Fig. 4.13, les grands contributeurs de matière non-instrumentée devant le CC ont une géométrie assez cylindrique. Cette hypothèse pour la distribution de la matière manquante est donc raisonnable. L'emplacement du cylindre proche du solénoïde est motivé par nos doutes sur la précision du décompte de matière dans celui-ci. Les autres objets avec un décompte incertain, les parois du cryostat, ne sont pas loins.

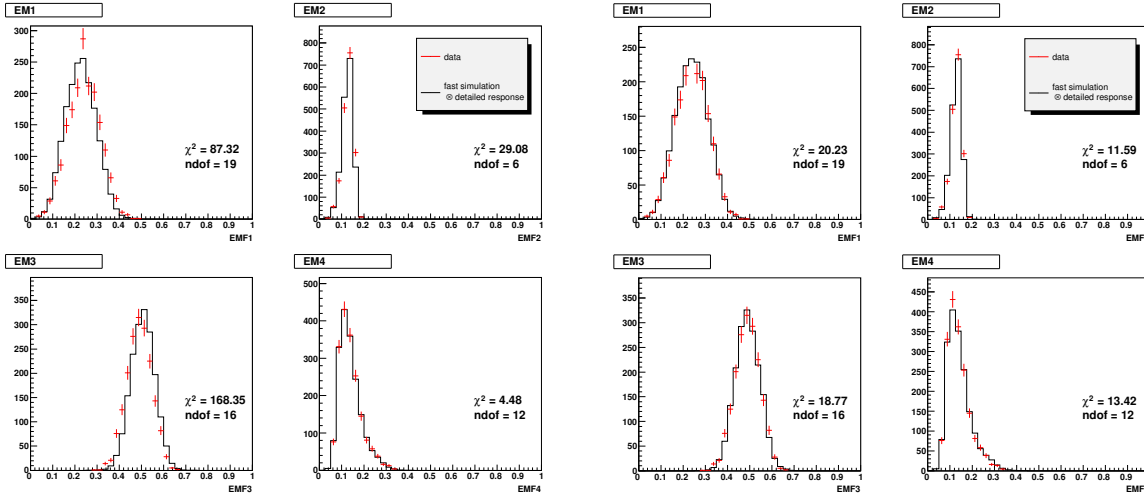


FIGURE 4.21 – Comparaison entre données et simulation du profil longitudinal des gerbes d'électrons issus de $Z \rightarrow ee$. Les deux électrons doivent satisfaire $|\eta_{\text{phys}}| < 0,2$. Les quatre graphiques montrent les distributions des dépôts d'énergie (en termes de fractions du dépôt total) dans les quatre couches du calorimètre électromagnétique (EM1, ..., EM4).

FIGURE 4.22 – Les mêmes distributions que dans la Fig. 4.21, mais après ajustement de la quantité de matière non-instrumentée dans la simulation.

grande gamme en luminosité instantanée soit explorée pendant les opérations typiques au Run II (variations entre début et fin d'un « store » du Tevatron, variations d'un « store » à l'autre) facilite cette étude. Nous avons entrepris un programme d'études détaillé qui est présenté dans la Réf. [67] et dont nous résumons les conclusions ici.

La Fig. 4.23 montre la position du pic de masse de $Z \rightarrow ee$ en fonction de la luminosité instantanée. Dans un intervalle de luminosité donnée, la position du pic est extraite à l'aide d'un ajustement de la distribution de masse $m(ee)$ avec une voigtienne¹³. Aucune correction pour le flux d'énergie due à l'événement sous-jacent vers le cône des électrons est appliquée. Nous nous attendons à ce que les effets suivants puissent, au moins en principe, avoir un impact sur la dépendance de la masse apparente avec la luminosité instantanée :

1. flux d'énergie due aux interactions $p\bar{p}$ supplémentaires dans le cône de reconstruction des électrons,
2. « énergie négative »¹⁴ due à la « baseline subtraction » dans la chaîne de lecture du calorimètre,
3. effets dus aux accumulations de charge des ions d'argon dans les « gaps »,

13. voigtienne = distribution de Breit-Wigner convoluée avec une gaussienne

14. Comme la décroissance d'un signal dans une cellule donnée est longue par rapport au temps entre deux croisements de faisceaux, une procédure de « baseline subtraction » est nécessaire. Dans DØ, l'algorithme correspondant est implémenté dans la partie analogique de la chaîne de lecture (dans les cartes BLS). Le signal envoyé aux ADC pour un croisement donné est la différence entre le signal lu pour ce croisement et le signal lu pour le croisement précédent. En présence d'un dépôt d'énergie non-négligeable dans le croisement précédent, cette procédure soustrait trop de signal, car la décroissance du signal précédent n'est pas prise en compte. Cet effet est discuté en détail dans la Réf. [68].

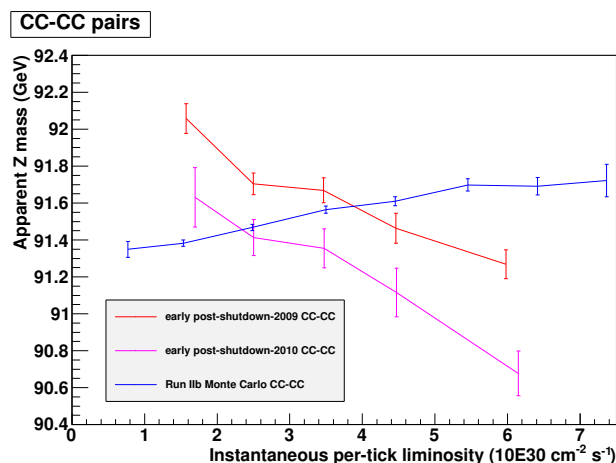


FIGURE 4.23 – Position du pic de masse de $Z \rightarrow ee$ en fonction de la luminosité instantanée dans la simulation détaillée officielle de DØ et dans les données (séparément pour deux périodes de prise de données).

4. recombinaison d'électrons et d'ions d'argon dans les « *gaps* »,
5. perte de haute tension due à la grande résistivité du « *resistive coat* » (c.f. Fig. 4.3).

Seuls les effets 1. et 2. sont pris en compte dans la simulation officielle. En fait, ils ne sont pas modélisés séparément, mais leur effet net est pris en compte en utilisant une technique appelée « *zero bias overlay* » : seule l'interaction $p\bar{p}$ principale est simulée à l'aide d'un générateur et d'une simulation du détecteur. Ensuite un événement de données « *zero bias*¹⁵ » (ZB) est superposé¹⁶. Dans la simulation officielle, la masse apparente augmente avec la luminosité (Fig. 4.23). Ce comportement est dû à la superposition ZB, et il correspond au comportement « naturel » de la masse apparente : à haute luminosité instantanée, il y a plus d'énergie due aux interactions $p\bar{p}$ supplémentaires qui atteignent le calorimètre et la masse apparente (qui n'est pas corrigée pour cet effet) doit augmenter. Sans la compétition due à l'énergie négative, cet effet serait significativement plus prononcé.

Mais les données montrent une tendance inverse (Fig. 4.23). Le décalage entre les courbes pour les deux échantillons de données dans la Fig. 4.23 sera discuté dans la section suivante. Ici nous nous intéressons à la pente négative. Les effets 3.-5. dans la liste ci-dessus ont tendance à diminuer la réponse en énergie à luminosité instantanée élevée. Et comme ils ne sont pas inclus dans la simulation officielle, ils sont donc des candidats pour expliquer le comportement observé dans les données.

Les effets 3. et 4. ont été modélisés en détail dans la Réf. [69] dans le contexte du calorimètre de l'expérience NA48, où ils étaient effectivement un facteur important. Les résultats de cette référence sont présentés de façon à permettre leur adaptation à d'autres calorimètres à échantillonnage avec un gaz noble liquide comme milieu actif. Nous les avons donc adaptés au calorimètre de DØ, et nous avons ainsi pu montrer que les effets 3. et 4. sont négligeables dans le cas de DØ¹⁷.

15. Déclenchement sur des croisements de paquets choisis de façon aléatoire. DØ enregistre en permanence 1-2 Hz de ce type d'événements.

16. En ce qui concerne le calorimètre, « superposer » veut dire sommer, cellule par cellule, les énergies de l'interaction simulée et de l'événement ZB.

17. Contrairement à DØ, l'expérience NA48 opère en mode cible fixe, et elle reçoit donc des pics d'énergie qui sont difficiles à atteindre en mode collisionneur.

L'effet 5. a été prédit bien avant le début du Run II [70]. Nous l'avons étudié en détail, et nous avons implémenté un modèle détaillé et précis de cet effet dans une version de la simulation du détecteur DØ. Il s'avère que l'impact de cet effet sur la réponse en énergie est un ordre de grandeur plus grand que les prédictions de la Réf. [70] et que cet effet explique la différence entre données et simulation dans la Fig. 4.23. Les générateurs de haute tension du calorimètre produisent, bien entendu, une haute tension parfaitement stabilisée et surveillée. Mais la tension qui est effectivement appliquée à travers les « *gaps* » varie avec la luminosité instantanée à cause de la chute de tension à travers le « *resistive coat* » (c.f. Fig. 4.3). En effet, la résistance de surface de cette couche est élevée (typiquement¹⁸ 180 MΩ/□), et les courants d'ionisation au Run II sont, dans les premières couches du calorimètre, suffisamment grands pour provoquer une chute de tension à travers cette couche qui diminue la tension disponible pour la collection de charge jusqu'à plusieurs centaines de volts pour les cellules les plus concernées. Cette perte de tension se traduit par une diminution de la vitesse de dérive des électrons dans le LAr, et donc par une perte de réponse en énergie. Nous disposons de tous les éléments pour une prédiction détaillée de cet effet, séparément pour chaque cellule. Notre modèle est construit à partir du circuit équivalent de la Fig. 4.24. La résistance de surface a été mesurée *in situ* (pour quelques modules typiques), la dépendance de la vitesse de dérive avec la haute tension est connue avec précision [71], et la dépendance du signal électrique digitalisé avec la vitesse de dérive est déterminée par l'architecture de l'électronique de lecture, et elle est connue. Reste à déterminer, cellule par cellule, la constante de proportionnalité entre le courant d'ionisation et la luminosité instantanée. Nous la mesurons à l'aide des dépôts d'énergie dans des événements ZB enregistrés sans suppression de zéro dans la lecture et une comparaison aux courants qui sont enregistrés par les générateurs de haute tension.

Un ajustement global de moins de 30 % est nécessaire pour reproduire l'échelle absolue de la dépendance de la réponse observée dans les données $Z \rightarrow ee$. Nous attribuons cette imperfection au manque de données complètes sur les résistivités (qui varient fortement d'un module à l'autre car la couche résistive a été appliquée manuellement). Notons que la diminution du gain due à la grande luminosité instantanée dépend fortement de la position de la cellule dans le calorimètre. En ce qui concerne le calorimètre central, la raison est indiquée dans la Fig. 4.24 : la haute tension est acheminée par les deux côtés (à grand $|\eta_{\text{det}}|$) de chaque module en ϕ . Les cellules au centre des modules (vers $|\eta_{\text{det}}| = 0$) sont donc particulièrement loin de la source de haute tension, et elles subissent donc des pertes de gain particulièrement importantes. Notre modèle décrit correctement la dépendance en rapidité de la perte de réponse qui est observée dans les données $Z \rightarrow ee$.

Nous avons implémenté notre modèle, cellule par cellule, dans une version de la simulation détaillée de DØ. Des échantillons d'électrons engendrés avec cette simulation détaillée sont ensuite utilisés pour construire un modèle paramétré (en fonction de η_{det} et l'énergie de l'électron, et de la luminosité instantanée) de l'impact de l'instabilité de la haute tension sur la réponse en énergie pour les électrons.

4.6 Stabilité dans le temps

Nous avons continuellement surveillé la stabilité dans le temps de la réponse en énergie du calorimètre, et très tôt nous avons eu une mauvaise nouvelle. La Fig. 4.25 montre un transparent de la Réf. [72]. Ce transparent date du début du Run IIb, c.-à-d. de la période où la prise de données venait de reprendre après la mise au point du détecteur pendant la longue

18. Le symbole carré dans l'unité de la résistance de surface n'est pas dû à un problème de fonte. L'unité « ohms par carré » est largement utilisée pour quantifier une résistance de surface

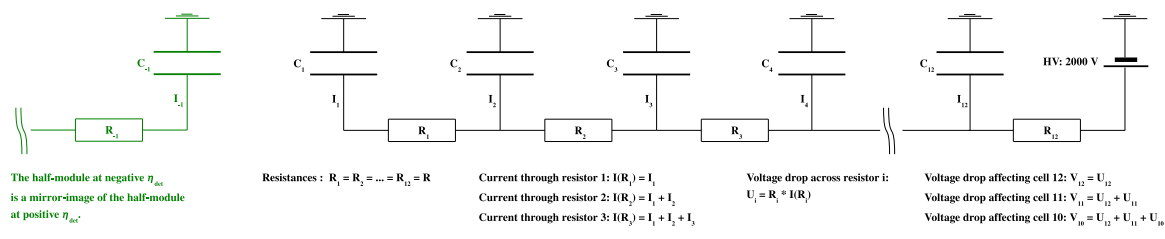
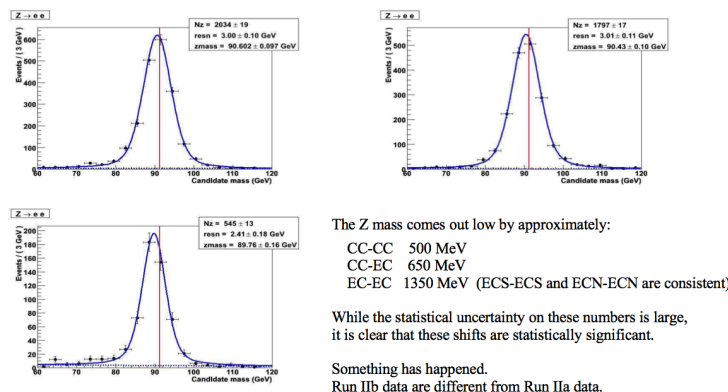


FIGURE 4.24 – Schéma du circuit équivalent utilisé pour décrire un « gap » donné dans le calorimètre central. Les capacitanceurs C_i représentent les cellules de lecture. La haute tension arrive des deux côtés de chaque module en ϕ . La même approche est utilisée pour construire le circuit pour décrire les EC.

Run IIb data as they currently exist

Let's take Run IIb data and plot the $Z \rightarrow e^+e^-$ mass. These data have been processed with p20.04.01 and similar releases which apply the full Run IIa calibration. Plots for three different configurations (CC-CC, CC-EC and EC-EC) are shown below.



Jan Stark

D0 collaboration meeting, Dec 6th, 2006

9

FIGURE 4.25 – Première vérification de la stabilité de la réponse du calorimètre après la phase d'arrêt en été 2006. Elle montre que la partie EM du calorimètre a perdu 0,5 % – 1 % de gain.

phase d'arrêt en été 2006. Pour rappel, la première calibration de précision du calorimètre (avec les données du Run IIa, c.f. Sec. 4.3) venait d'être élaborée et elle montrait ses performances dans les analyses de physique. La collaboration s'attendait à ce que la réponse du calorimètre soit stable, et que les mêmes constantes de calibration soient utilisables pendant le reste du Run II. Les résultats de la Fig. 4.25 montrent cependant une instabilité significative qui semblait être liée à la période d'arrêt.

Pendant plusieurs années, l'origine de cet effet n'a pas pu être identifiée. Nous avons continué à surveiller l'évolution temporelle de la réponse, et nous avons effectué des recalibrations complètes du calorimètre à chaque fois que des changements importants sont apparus. Pendant ces années, nous n'avons pas trouvé d'instabilité importante au cours des périodes de prise de données. Par contre, des pertes globales similaires à celle de la période d'arrêt de l'été 2006 se sont reproduites pendant chacune des périodes d'arrêt suivantes, de façon particulièrement prononcée dans le calorimètre central : 0,5 % de perte de gain pendant l'arrêt de 2007 [73], 0,4 % pendant l'arrêt de 2009 [74] et 0,3 % pendant l'arrêt de 2010 [75].

Le phénomène des pertes globales de gain était mystérieux, et la coïncidence avec les périodes

d'arrêt chagrinait certains [76]. En effet, l'un des grands avantages des calorimètres en LAr/U est, en principe, leur grande stabilité : tant que la géométrie est stable, l'argon pur, et la haute tension constante, le gain des modules est extraordinairement¹⁹ stable [73]. Les imperfections dans la géométrie des « *gaps* » ont été discutées dans la Sec. 4.3. Mais il n'y a pas de raison de s'attendre à des *changements* au cours du temps dans ces imperfections, encore moins à des changements *accélérés* pendant les périodes d'arrêt²⁰. Puisque même une faible contamination de l'argon par de l'oxygène (ou tout autre matière électro-négative) causerait une perte de gain, la pureté de l'argon a été vérifiée en début du Run II, et elle était bonne [77]. Une vérification continue au cours du Run II n'était pas possible. Mais comme l'argon restait toujours dans les cryostats, une contamination au cours du temps, et surtout une contamination accélérée pendant les périodes d'arrêt, est difficile à concevoir.

Un changement de la haute tension (à luminosité instantanée donnée), et en particulier un changement accéléré pendant les périodes d'arrêt, était aussi difficile à envisager. Pour se convaincre que la perte de gain n'est pas simplement une répercussion d'une augmentation de la luminosité instantanée, il suffit de comparer, pour deux périodes de prise de données, la réponse en énergie en fonction de la luminosité instantanée, comme p.ex. dans la Fig. 4.23. Mais la compréhension de l'importance des chutes de tension à travers le « *resistive coat* » développée en 2009 (c.f. Sec. 4.5 et Réf. [67]) nous a fait apprécier le fait que la stabilité de la haute tension à travers les « *gaps* » est le point le plus faible pour la stabilité du calorimètre. Nous avons donc étudié l'évolution au cours du Run II des courants appelés par les modules du calorimètre [78, 79]. La tension et les courants livrés par les alimentations de haute tension sont en effet archivés²¹. Le travail des Réf. [78, 79] a été difficile à mettre en œuvre car les archives accumulées au cours des années sont dispersées sur différents médias de stockage, et le format des fichiers a évolué au cours du temps.

La haute tension pour les modules du calorimètre central est fournie par 32 générateurs indépendants. Il n'y a pas de correspondance exacte entre les zones servies par un canal de haute tension et une couche du système de lecture (EM1, EM2, ...). La Fig. 4.26 montre l'évolution dans le temps du courant appelé par un canal de haute tension typique qui alimente des « *gaps* » dans EM4. La « bande noire » correspond au courant induit par le faisceau. Ceci est plus facile à voir dans la partie droite de la Fig. 4.27 qui couvre une période beaucoup plus courte, nous permettant de distinguer les « *stores* » individuels du Tevatron. Le fait que la bande devienne plus large avec le temps reflète l'augmentation continue de la luminosité instantanée du Tevatron. Tout ceci est attendu. Le « piédestal blanc » en dessous de la bande, par contre, n'est pas attendu *a priori*. Il correspond à un « courant de base » qui est présent même en absence de faisceau. Il peut être plus facilement distingué dans la partie droite de la Fig. 4.27. La Fig. 4.26 montre qu'il augmente avec le temps, et que la taille des augmentations n'est pas négligeable par rapport aux courants induits par le faisceau. Par ailleurs, nous savons (c.f. Sec. 4.5) que les courants induits par le faisceau ont un impact appréciable sur la réponse en énergie du calorimètre CC-EM (c.f. Fig. 4.23). L'augmentation du « courant de base » doit donc, au cours des années, entraîner une perte de réponse de taille comparable. La Fig. 4.27 résume une étude comparative de la vitesse d'augmentation du « courant de base » pendant la période d'arrêt en été 2009 et pendant la prise de données

19. comparé à d'autres technologies, comme par exemple des scintillateurs en plastique (comme dans le calorimètre de CDF ou encore le détecteur intercryostat de DØ) qui peuvent « noircir », des photomultiplicateurs qui peuvent vieillir (p.ex. dans le détecteur intercryostat de DØ), des cristaux qui peuvent développer des défauts (p.ex. dans les calorimètres en CsI de BaBar et Belle), ...

20. Pendant l'ensemble des périodes d'arrêt, le calorimètre est resté froid. Les EC ont été déplacées pour permettre l'accès au détecteur interne, mais le calorimètre central n'a jamais été déplacé.

21. à un taux d'une mesure toutes les cinq minutes

juste avant et après. L'augmentation est plus de six fois plus rapide pendant l'arrêt que pendant la prise de données avec faisceau. L'augmentation du « courant de base » est la cause dominante de la perte de réponse en énergie avec le temps, et en particulier pendant les périodes d'arrêt.

Il se pose la question de l'origine du « courant de base » et de son augmentation au cours du temps. La présence de ces courants dans le CC était déjà connue avant le début du Run I, et une interprétation a été proposée à l'époque [80]. Nous savons que les plaques d'uranium dans le CC sont couvertes d'une couche d'oxyde d'uranium. Cette contamination est la cause probable du « courant de base », via le mécanisme illustré dans la Fig. 4.28. Ce mécanisme a été décrit, dans un autre contexte, par Güntherschulze en 1933 [81] et plus tard par Maltter [82, 83]. L'augmentation du « courant de base », et l'augmentation accélérée pendant les périodes sans faisceau, ont été observées pour la première fois dans les Réf. [78, 79], et elles sont plus difficiles à expliquer. Une discussion détaillée de cette question se trouve dans la Réf. [84]. Cette référence souligne que l' UO_2 est un semiconducteur et que des effets d'hystérèse ont été observés dans le contexte de l'effet Güntherschulze avec des couches d'autres semiconducteurs : p.ex. dans les expériences de la Réf. [85] où l'intensité des courants de Güntherschulze dépend du traitement antérieur du semiconducteur avec un champ électrique extérieur. Les auteurs de la Réf. [85] nous rappellent que des défauts, même à une concentration faible, jouent un rôle important dans les propriétés des semiconducteurs. Les auteurs soulignent que des accumulations locales de défauts, et même des canaux de défauts à travers la couche de semiconducteur, peuvent être formés « spontanément » en réponse à un champ électrique externe. Dans la littérature nous n'avons pas trouvé d'explication concise pour cet effet, mais les mises en évidence expérimentales sont bien documentées (p.ex. [86, 87]). Dans notre calorimètre nous avons aussi un champ extérieur qui peut créer des canaux de défauts. Pendant les périodes de prise de données nous avons une source d'entropie (le faisceau) qui peut ralentir la formation de structures.

En pratique, nous avons maîtrisé l'effet des augmentations du « courant de base » et des pertes de réponse résultantes à l'aide de recalibrations complètes du calorimètre après chaque période d'arrêt. Notons qu'en 2010 l'augmentation du courant s'est nettement accélérée, et elle est devenue très importante même pendant la prise de données qui a suivi l'arrêt en été 2010. Ceci nous a conduits à enregistrer des données d'intercalibration en permanence jusqu'à l'arrêt définitif en septembre 2011 [88]. Plusieurs recalibrations complètes ont donc été effectuées [89] pendant le Run IIb4 (c.f. Fig 2.2).

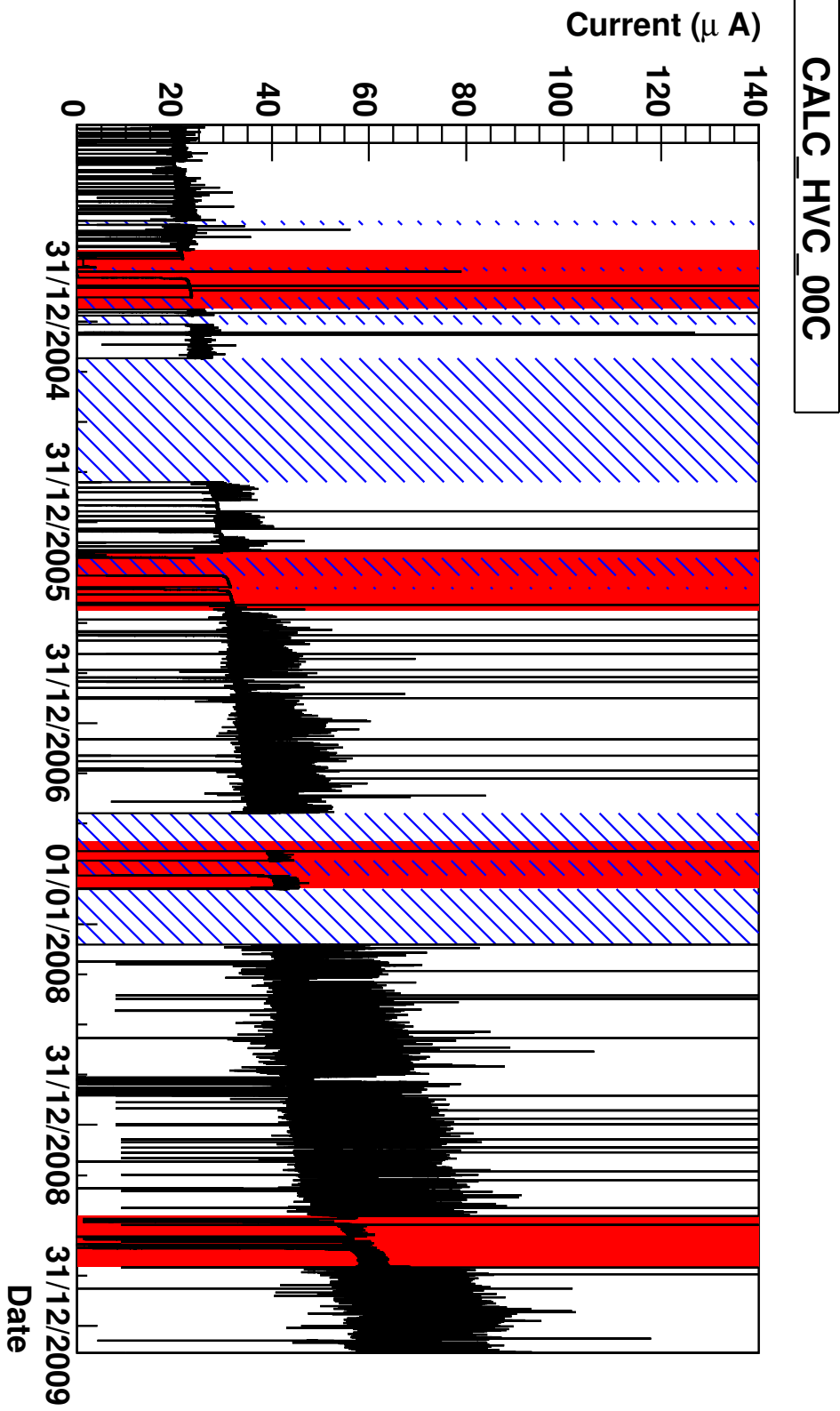


FIGURE 4.26 – Evolution dans le temps du courant appelé par le canal de haute tension numéro 00C. Les parties en rouge correspondent aux périodes d'arrêt de l'expérience. Les parties hachurées en bleu indiquent des pertes de données, c.-à-d. que les mesures des courants pour ces périodes n'ont pas été archivées correctement.

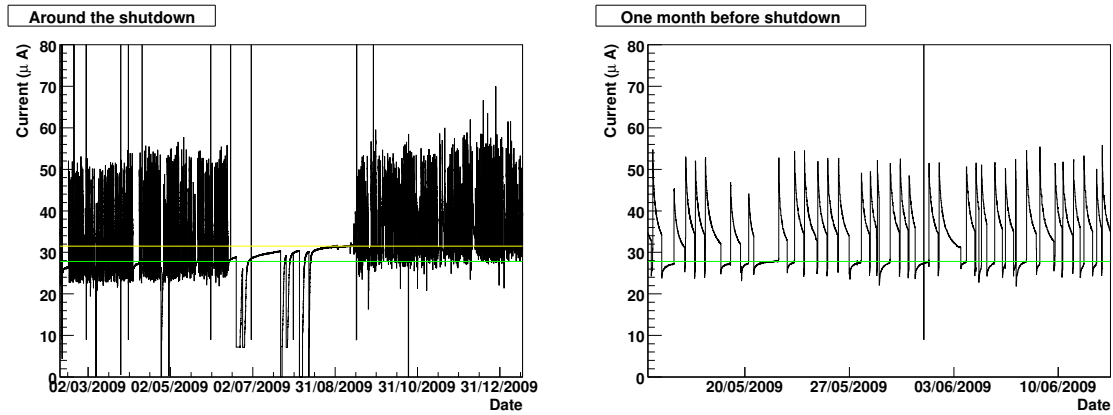


FIGURE 4.27 – A gauche : Evolution dans le temps du courant appelé par le canal de haute tension 01C. Cette figure couvre onze mois : la période d’arrêt d’été 2009 (d’une durée proche de trois mois), plus quatre mois avant et quatre mois après l’arrêt. La ligne verte indique le « courant de base » estimé à partir des données du mois qui précède l’arrêt. La ligne jaune indique le « courant de base » estimé juste après l’arrêt. A droite : Zoom sur le mois juste avant l’arrêt.

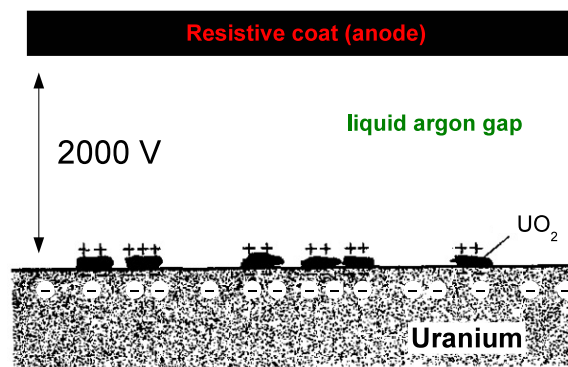


FIGURE 4.28 – Illustration du mécanisme de Güntherschulze. Des ions Ar^+ produits par la radioactivité naturelle dérivent vers la plaque d’uranium. Ils s’accumulent sur les contaminations en UO_2 , un bon isolant. Le champ électrique à travers la couche de UO_2 peut devenir suffisamment fort pour extraire des électrons de l’uranium et les éjecter dans le « gap ».

4.7 Conclusion

Au début du Run II, les performances du calorimètre étaient très décevantes, et comme le soulignait le responsable du groupe d'analyse « physique électrofaible » de l'époque, « *with the current calorimeter performance we are NOT going to measure the W mass with DØ* » [90]. Quant à l'origine de ces problèmes, le mystère était complet. Dans ce chapitre nous avons essayé de donner un aperçu des années intenses (2003–2010 environ) que nous avons passées à comprendre l'origine des divers problèmes qui affectaient les performances, à résoudre l'ensemble des problèmes qui peuvent l'être, et à modéliser correctement dans nos simulations les caractéristiques et particularités qui ne peuvent pas être évitées. Ce réexamen du calorimètre nous a fait découvrir des sujets aussi divers que la nouvelle électronique de lecture et ses bogues, la calibration *in situ* des gains des cellules du calorimètre et l'identification de l'origine des non-uniformités substantielles qui ont été observées, l'échantillonnage des gerbes des électrons en présence de quantités excessives de matière non-instrumentée, la description détaillée des gerbes électromagnétiques dans les simulations, les effets attendus et inattendus dus à la luminosité intégrée élevée, et la stabilité au cours du temps de cet appareil qui a été construit il y a plus de deux décennies.

Comme nous l'avons décrit dans la Sec. 4.1, au début du Run II le terme constant dans la résolution en énergie des électrons était estimé à $C = (3,73 \pm 0,28) \%$ [40]. Comme nous allons le voir dans la Sec. 5.3, après tout le travail de fond présenté dans ce chapitre, le terme constant est de $C = (1,997 \pm 0,073) \%$. Nous avons donc atteint l'objectif de 2 % qui avait été fixé lors de la préparation du Run II [37]. La grande différence²² entre ces deux résultats est due en grande partie aux améliorations importantes que nous avons apportées à la calibration du gain de chaque cellule du calorimètre et aux corrections des pertes d'énergie dans la matière non-instrumentée. En partie elle est aussi due à l'étonnante naïveté de l'analyse de la Réf. [40]. En effet, les auteurs semblent avoir oublié que le Run II n'est pas le Run I : ils font l'hypothèse que le terme d'échantillonnage est toujours de 15 %, négligent l'impact sur la fonction de résolution des photons émis dans la désintégration $W \rightarrow e\nu\gamma$ et perdus dans la matière, parmi d'autres approximations.

Ce travail sur la calorimétrie porte ses fruits dans de nombreuses parties du programme de physique de l'expérience DØ. Il était p.ex. un prérequis à l'élaboration d'une mesure précise de l'échelle en énergie des *jets* [91, 92]. Cette dernière est un ingrédient incontournable dans diverses études de précision du quark top (p.ex. la mesure précise de sa masse [93, 94], la mise en évidence de son mode de production électrofaible [95], ...) et de la QCD [96]. Une calorimétrie fiable est importante pour les recherches poussées de nouvelle physique [97, 98], diverses études de l'interaction électrofaible [99, 100] et, bien sûr, pour la mesure de la masse du boson W qui sera discutée en détail au chapitre suivant.

22. Nous allons voir que la plus grande contribution à l'incertitude dans notre mesure de m_W est due à la faible statistique $Z \rightarrow ee$ disponible pour la calibration de l'échelle en énergie absolue à l'aide du pic de masse du Z (c.f. Sec. 5.6, Tab 5.2). Or le « pouvoir statistique » de chaque événement $Z \rightarrow ee$ dépend de la *largeur* du pic. Avec un terme constant de 2 %, la résolution en énergie pour les électrons dans les événements Z est dominée par les fluctuations d'échantillonnage (sommées en quadrature avec le terme constant, c.f. équation 4.1), et la largeur du pic de masse reste dominée par la largeur naturelle (les largeurs naturelle et expérimentale se somment en quadrature). Avec un terme constant de 4 %, c'est ce dernier qui domine la largeur du pic de masse.

Chapitre 5

Mesure de la masse du boson W

Comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre 2 (c.f. Fig 2.2), la collaboration DØ a publié, à ce jour, deux itérations de la mesure de m_W . La première mesure, publiée en 2009, est décrite en détail dans les Réfs. [101–103]. La deuxième mesure date de 2012 et elle est décrite en détail dans les Réfs. [104–107]. Ici nous n'allons pas rédiger encore une description complète sur les quelques pages à notre disposition. Nous allons plutôt présenter un survol rapide de la mesure publiée en 2012 et insister sur quelques idées clés qui nous ont permis de réaliser cette mesure de précision. Nous allons résumer les résultats obtenus, et discuter leurs implications.

5.1 Reconstruction et sélection des événements

Le principe de la mesure de m_W est discuté dans le chapitre 3. Nous définissons deux objets dans la reconstruction des événements $W \rightarrow e\nu$: l'électron et le recul hadronique (c.f. Sec 3.2). L'électron est reconstruit comme un *cluster* dans le calorimètre central formé de l'ensemble des cellules dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0,2$ centré sur la tour avec la plus grande (localement) énergie transverse. Le *cluster* doit être associé à une trace dans le détecteur central. Pour cette association, chaque trace est extrapolée dans la couche EM3 du calorimètre. Sa position extrapolée doit être compatible avec la position du *cluster* pour former une association. L'énergie de l'électron est déterminée à partir de celle du *cluster* (définie comme la somme des énergies des cellules qui forment le *cluster*). Sa direction est définie par la trace dans le détecteur central. L'énergie du *cluster* est corrigée pour tenir compte de la perte moyenne attendue dans la matière non-instrumentée. Cette correction est paramétrée en fonction de η_{phys} et de l'énergie du cluster (c.f. discussion détaillée dans la Sec. 4.4 et Fig. 4.17). Les candidats électron doivent satisfaire certains critères cinématiques, ainsi que des critères d'identification et de qualité : $p_T(e) > 25 \text{ GeV}$; $|\eta_{\text{det}}| < 1,05$; $p_T(\text{trace}) > 10 \text{ GeV}$; le profil longitudinal de la gerbe (caractérisé par les dépôts d'énergie dans chacune des couches du calorimètre) doit être compatible avec celui attendu pour un électron, le *cluster* doit être isolé (peu d'énergie dans une couronne de $0,2 < \Delta R < 0,4$ autour du *cluster*) et la trace doit inclure au moins un point dans le détecteur en silicium.

Le recul hadronique est caractérisé par le vecteur en deux dimensions \vec{u}_T . Le vecteur \vec{u}_T est défini comme la somme des impulsions transverses de toutes les cellules¹ qui ne font pas partie du *cluster* de l'électron. L'impulsion transverse d'une cellule est calculée à partir de

1. Nous ne tenons pas compte des couches hadroniques externes (appelées CH ; elles sont utiles pour contenir des *jets* de très haute énergie, mais elles apportent surtout du bruit dans les événements qui nous intéressent ici), ni du détecteur intercryostat (qui souffre de PMTs et de scintillateurs fatigués [108, 109]).

l'énergie de la cellule et de la direction définie par le centre de la cellule et le vertex primaire de l'événement. Le vertex primaire de l'événement est déterminé comme intersection entre la trace de l'électron et la zone lumineuse. L'énergie transverse manquante est définie comme $\vec{E}_T = -(\vec{p}_T(e) + \vec{u}_T)$. Les candidats W doivent satisfaire $u_T < 15$ GeV et $E_T > 25$ GeV. Notons que notre estimation de l'énergie du recul, $|\vec{u}_T|$, n'est pas corrigée pour les pertes liées à la matière non-instrumentée ou à la non-compensation du calorimètre. Par contre, ces effets sont inclus dans la simulation du détecteur. Ceci implique que les observables m_T et E_T , telles que nous les avons définies, ne sont pas strictement les meilleurs estimateurs de la masse transverse ou de l'impulsion transverse du neutrino.

Si plusieurs candidats électron satisfont nos critères de sélection $W \rightarrow e\nu$, le candidat de plus grand $p_T(e)$ est retenu. La sélection des événements $Z \rightarrow ee$ utilisés dans l'ajustement fin de la simulation suit le même schéma que la sélection des candidats W , sauf que deux électrons sont demandés, et qu'il n'y a pas de critère sur \vec{E}_T . Nous utilisons le même déclenchement (son critère : « au moins un électron isolé avec un bon profil de la gerbe ») pour sélectionner les candidats W et Z .

Dans les données du Run IIb1 et Run IIb2 (c.f. Fig. 2.2), soit $4,3 \text{ fb}^{-1}$ après la sélection standard de qualité des données, nous sélectionnons 54 512 candidats $Z \rightarrow ee$ et 1 677 489 candidats $W \rightarrow e\nu$.

Nous définissons quelques observables supplémentaires qui seront utiles dans la suite. Nous appelons² « SET » la somme scalaire, sur l'ensemble des cellules qui sont prises en compte dans le calcul de \vec{u}_T , des énergies transverses des cellules individuelles. Cette quantité est utilisée pour quantifier l'activité hadronique totale dans l'événement. Les composantes $u_{||}$ et u_{\perp} du vecteur \vec{u}_T sont définies dans la Fig. 5.1. La composante $u_{||}$ sera utilisée pour caractériser la « proximité du recul hadronique de l'électron ». La combinaison des variables $u_{||}$ et SET est un outil important dans la description de l'impact de l'activité hadronique sur l'efficacité d'identification et sur l'énergie reconstruite des électrons. L'axe η [110] est défini dans la Fig. 5.2. Cet axe, et surtout la quantité $\eta_{imb} = p_{\eta}^{ee} - u_{\eta}$ (l'imbalance entre système di-électron et le recul hadronique, projetée sur l'axe η), seront utilisés pour étudier le recul dans les événements $Z \rightarrow ee$.

5.2 Simulation des événements

La simulation des événements $W \rightarrow e\nu$ (*idem* $Z \rightarrow ee$) procède en deux étapes : la production et la désintégration des bosons W et Z sont décrites par un générateur d'événements ; pour chaque événement généré, la réponse du détecteur aux électrons et au recul hadronique est simulée à l'aide d'une simulation paramétrée du détecteur.

5.2.1 Simulation de la production et la désintégration des bosons W et Z

Pour la mesure précise de m_W , il est important de bien décrire certains aspects du processus $p\bar{p} \rightarrow WX \rightarrow e\nu X$ liés à l'interaction forte (QCD), et certains aspects liés à l'interaction électrofaible (EW). A ce jour, il n'existe pas de calcul théorique (et donc pas de générateur d'événements) qui traite tous ces aspects de façon cohérente et avec le niveau de détail requis. Nous sommes donc obligés d'utiliser une combinaison de plusieurs générateurs, dont chacun a des points forts différents. Le Tab. 5.1 résume les générateurs que nous utilisons. L'effet QCD le plus important est l'émission de multiples gluons de faible énergie ; il domine la partie basse du spectre en impulsion transverse du boson W , $p_T(W)$, c.-à-d. la plus grande

2. scalar E_T en anglais

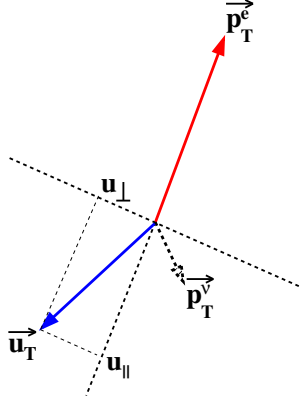


FIGURE 5.1 – Définition de u_{\parallel} et u_{\perp} . Comme l'indique la figure, u_{\parallel} est négatif quand le vecteur \vec{u}_T est dans l'hémisphère opposé à celui du vecteur impulsion de l'électron.

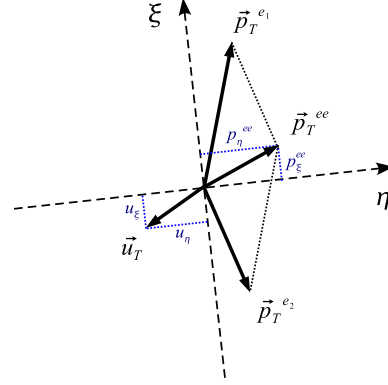


FIGURE 5.2 – Définition des axes η et ξ pour un événement $Z \rightarrow ee$ donné. L'axe η est défini par le bisecteur des impulsions transverses des deux électrons, et l'axe ξ est perpendiculaire à l'axe η .

Outil	Processus	QCD	EW
RESBOS	W, Z	resommation/NLO	-
WGRAD	W	LO	élément de matrice complet à $\mathcal{O}(\alpha)$, ≤ 1 photon
ZGRAD	Z	LO	élément de matrice complet à $\mathcal{O}(\alpha)$, ≤ 1 photon
PHOTOS			rayonnement de photons par les e^{\pm} , ≤ 2 photons

TABLE 5.1 – Les générateurs d'événements qui sont utilisés dans notre analyse et leur traitement des effets QCD et EW.

part des événements utilisés dans notre analyse. Cet effet est bien décrit dans le générateur RESBOS [111–113] à l'aide d'une technique de resommation des gluons. Nous utilisons RESBOS avec les PDFs CTEQ6.6 [114] et la paramétrisation BLNY du facteur de forme non-perturbatif [113]. L'effet EW le plus important pour la mesure de m_W est le rayonnement d'un ou plusieurs photons par les électrons dans l'état final (FSR). Cet effet est décrit de façon précise par le logiciel PHOTOS [115]. Ce logiciel n'est pas un générateur d'événements, mais il permet d'ajouter les photons FSR dans les événements générés par un générateur qui ne les simule pas (RESBOS dans notre cas). Les corrections radiatives virtuelles et les photons rayonnés par le propagateur du W ont moins d'impact sur la mesure de m_W , car, contrairement aux photons FSR, elles « n'emportent pas d'énergie de masse du boson W ». Un calcul complet à l'ordre α de ces effets est implémenté dans les générateurs WGRAD [116] et ZGRAD [117, 118]. Nous comparons les prédictions de W/ZGRAD avec et sans corrections EW (autres que FSR) incluses pour mettre une limite supérieure sur le biais dans notre mesure de m_W dû à l'absence de ces corrections dans la simulation utilisée pour la mesure (RESBOS+PHOTOS).

5.2.2 Simulation paramétrée du détecteur

La sortie du générateur constitue l'entrée de la simulation paramétrée du détecteur. Concrètement, il s'agit des quadrivecteurs de l'électron (ou des deux électrons dans le cas de $Z \rightarrow ee$) et d'éventuels photons FSR, ainsi que du vecteur (en deux dimensions) dans le plan transverse du boson W (ou Z). Ce dernier est utilisé comme point de départ dans la simulation paramétrée du recul hadronique \vec{u}_T . Nous ne simulons pas les particules indivi-

duelles qui constituent le recul hadronique.

Le rôle de la simulation paramétrée du détecteur est de simuler l'effet du détecteur et de la sélection des événements : le recul \vec{u}_T mesuré est simulé à l'aide d'un modèle paramétré de la réponse moyenne et de la résolution. L'efficacité de la reconstruction et de l'identification de l'électron est simulée à l'aide de paramétrisations détaillées qui tiennent compte de la cinématique de l'électron, de la présence de photons FSR, de la position relative du vecteur \vec{u}_T par rapport à l'électron ainsi que de l'activité dans le détecteur due aux interactions $p\bar{p}$ supplémentaires. L'énergie et la direction des électrons sont simulées pour ceux qui passent les critères d'identification, en utilisant des paramétrisations de la réponse moyenne et de la résolution qui tiennent compte des biais introduits par les critères d'identification. Le flux d'énergie hadronique dans le cône de reconstruction de l'électron est simulé, ainsi que le flux d'énergie de l'électron vers des cellules du calorimètre qui ne font pas partie du cône de l'électron. Finalement, la même sélection cinématique (coupures sur u_T , $p_T(e)$, ...) que pour les données est appliquée.

Notons qu'il s'agit d'une simulation paramétrée et non pas d'une simulation détaillée du détecteur : elle travaille tout simplement sur les quadrivecteurs des objets électron et recul ; elle ne connaît pas de concepts comme une cellule du calorimètre ou la matière non-instrumentée (comme les simulations détaillées basées sur les principes premiers). Par contre, un grand nombre des paramétrisations utilisées dans la simulation paramétrée (comme p.ex. la paramétrisation des fluctuations d'échantillonnage dans la mesure de l'énergie des électrons) a été obtenu à l'aide de simulations détaillées. D'autres paramétrisations comportent des paramètres libres qui sont ajustés à l'aide des données $Z \rightarrow ee$. Cette combinaison de simulations détaillées et paramétrées s'avère être extrêmement avantageuse. D'une part elle nous permet de simuler très rapidement les échantillons de $\mathcal{O}(10^9)$ événements qui sont nécessaires pour une comparaison aux données avec des incertitudes statistiques négligeables dues à la simulation. Concrètement, nous pouvons simuler des dizaines de configurations par jour, ce qui donne la réactivité nécessaire pour les études fines des effets instrumentaux. D'autre part elle nous donne une flexibilité maximum : utiliser les principes premiers là où nous disposons de simulations suffisamment détaillées, et introduire des degrés de liberté là où nous en avons besoin [119].

5.3 Modélisation des électrons

Comme nous l'avons discuté dans la Sec. 3.4, nous utilisons la simulation rapide pour prédire la *forme* des distributions comme m_T pour une hypothèse de masse donnée. Une compréhension précise de la valeur absolue de l'efficacité de reconstruction et d'identification des électrons n'est donc pas nécessaire. Mais cette efficacité dépend assez fortement de la cinématique de l'électron et du reste de l'événement. Ces dépendances doivent donc être modélisées car elles ont un impact sur la forme des variables comme m_T . L'efficacité est une fonction complexe de $\eta_{\text{phys}}(e)$ (la diminution du rendement de lumière dans les fibres du détecteur central à incidence normale est à l'origine de la perte d'efficacité vers $\eta_{\text{phys}}(e) = 0$ qui est visible dans la Fig. 5.9), de $p_T(e)$ (un électron énergétique est plus « robuste » contre l'impact de l'activité hadronique), du niveau de l'activité sous-jacente dans l'événement (caractérisée par SET), de l'orientation relative de l'électron et du vecteur \vec{u}_T (caractérisée par $u_{||}$), etc. Heureusement nous disposons d'un outil puissant pour étudier et paramétrer ces dépendances à l'aide de simulations fiables : des événements $W \rightarrow e\nu$ engendrés à l'aide de simulations détaillées du détecteur, avec un événement ZB superposé (c.f. Sec. 4.5). En effet, les inefficacités les plus importantes sont dues aux interactions $p\bar{p}$ supplémentaires, et l'utilisation

de données réelles pour « simuler » cet aspect est une technique puissante. Nous exploitons donc un grand échantillon d'événements $W \rightarrow e\nu$ produits à l'aide de la simulation détaillée avec superposition ZB pour construire une paramétrisation multi-dimensionnelle de l'efficacité. Pour la mesure de m_W , la dépendance de l'efficacité sur $p_T(e)$ et $u_{||}$ est particulièrement importante³. Nous vérifions donc la projection de notre paramétrisation multi-dimensionnelle de l'efficacité sur chacune de ces deux variables à l'aide des données $Z \rightarrow ee$ [120]. L'accord entre données et simulation est assez bon, et seulement des petites corrections sont appliquées.

La compréhension de la réponse en énergie des électrons est un élément clé de la mesure de m_W . Les calibrations précises des gains du calorimètre décrites dans les Secs. 4.3 et 4.6, ainsi que les corrections pour les pertes en énergie dans la matière non-instrumentée (obtenues à l'aide de la simulation extra-détaillée du détecteur décrite dans la Sec. 4.4) sont utilisées dans la reconstruction de l'énergie des électrons. Les autres effets impactant l'énergie des électrons sont inclus dans la simulation paramétrée. Il s'agit du modèle de la dépendance des gains du calorimètre sur la luminosité instantanée décrit dans la Sec. 4.5, d'une paramétrisation de l'effet des photons FSR, d'une paramétrisation du flux d'énergie de l'événement sous-jacent dans le cône de l'électron et de la modélisation de la queue dans la fonction de résolution qui apparaît pour des électrons proches des limites en ϕ des modules du calorimètre central [121]. L'effet des photons FSR (probabilité de non-identification de l'électron à cause de la présence de photons, impact sur l'énergie reconstruite) est quantifié à l'aide de simulations détaillées d'électrons avec et sans photons FSR. Le flux d'énergie dû à l'événement sous-jacent est paramétré à l'aide de simulations détaillées de gerbes d'électrons avec, et sans, le recul hadronique et l'événement ZB superposés [122]. La Fig. 5.3 montre la taille de cet effet. Après l'implémentation de toutes ces corrections dans la reconstruction ainsi que de ces modèles dans la simulation paramétrée, nous utilisons le pic de masse dans les données $Z \rightarrow ee$ pour un ajustement final de l'échelle en énergie. Nous remplaçons l'énergie générée des électrons, E_0 , par $E = \alpha \cdot (E_0 - 43 \text{ GeV}) + \beta + 43 \text{ GeV}$, et nous ajustons les valeurs des paramètres α et β . L'ajustement simultané de ces deux paramètres à partir « d'un seul pic de masse » est possible grâce à l'utilisation d'une variable cinématique appelée f_Z qui permet de séparer l'échantillon $Z \rightarrow ee$ en sous-échantillons qui sont enrichis en électrons d'un domaine en énergie donné [123]. Les résultats de cet ajustement sont résumés dans la Fig. 5.4.

La résolution en énergie des électrons est dominée par les fluctuations d'échantillonnage. Une paramétrisation précise de ces fluctuations est établie à partir d'une simulation extra-détaillée du détecteur, c.f. Sec 4.4 pour une discussion de l'importance des fluctuations d'échantillonnage et de la simulation extra-détaillée. La résolution en énergie reçoit aussi des (petites) contributions dues aux fluctuations dans le flux d'énergie hadronique vers le cône de reconstruction et le bruit dans l'électronique de lecture, ainsi que les fluctuations liées aux électrons FSR. Ces contributions sont prises en compte dans les modèles correspondants. La dernière composante du modèle de la résolution est le terme constant (c.f. Sec 4.1). Nous utilisons la forme (essentiellement la largeur) du pic de masse $m(ee)$ dans les événements $Z \rightarrow ee$ pour déterminer la valeur du terme constant, et nous obtenons $C = 1,997 \pm 0,073 \text{ \%}$. La Fig. 5.5 montre l'excellent accord entre données et simulation sur toute la gamme de $m(ee)$.

3. En effet, pour des bosons W de faible p_T , nous avons $m_T \simeq 2p_T(e) + u_{||}$.

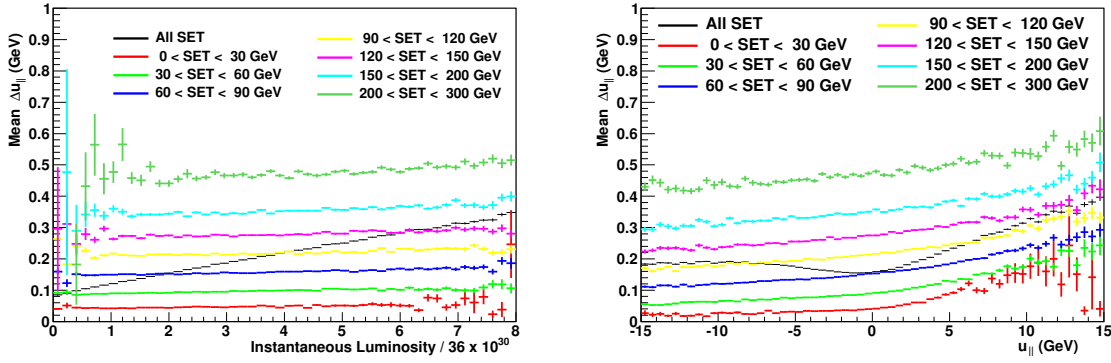


FIGURE 5.3 – Ces graphes montrent $\Delta u_{||}$, la contribution due à l'événement sous-jacent à l'énergie reconstruite de l'électron, en fonction de la luminosité (gauche) et $u_{||}$ (droite), pour différents domaines en SET [122].

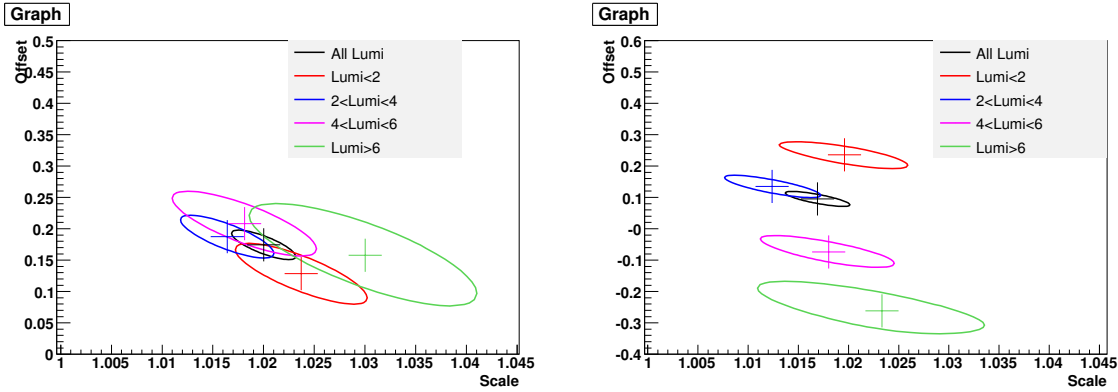


FIGURE 5.4 – (Gauche) Résultats de l'ajustement final de l'échelle en énergie ($scale$ α et $offset$ β [GeV]), séparément pour différents domaines en luminosité instantanée ainsi que pour l'échantillon complet. (Droite) Les mêmes ajustements que dans le graphique de gauche, mais à titre d'illustration le modèle de la dépendance des gains du calorimètre sur la luminosité instantanée (c.f. Sec. 4.5) a été retiré de la simulation.

5.4 Modélisation du recul hadronique

Dans la simulation paramétrée, le vecteur \vec{u}_T est la somme de plusieurs composantes :

- La composante dite « dure » qui balance l'impulsion transverse du boson W . Elle est simulée à partir du vecteur $p_T(W)$ dans le plan transverse, et d'une paramétrisation de la réponse du détecteur (échelle en énergie et fluctuations) qui est établie à partir d'une simulation détaillée (avec le générateur PYTHIA [124] pour la fragmentation du recul). Des paramètres libres sont introduits permettant de modifier séparément la réponse moyenne (trois paramètres) et la résolution (deux paramètres) en fonction de $p_T(W)$.
- Une composante due aux partons spectateurs dans l'interaction $p\bar{p}$ qui a produit le boson W . Elle est modélisée à l'aide du vecteur \vec{u}_T mesuré dans un événement choisi

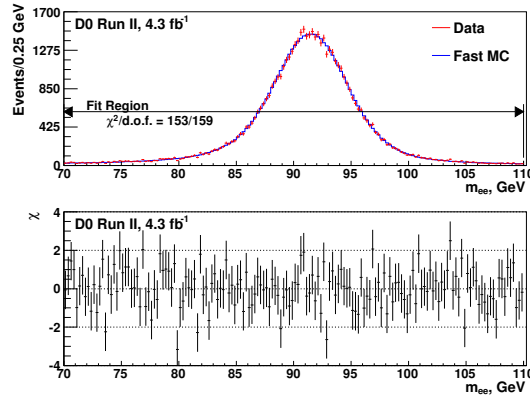


FIGURE 5.5 – Comparaison de la distribution de $m(ee)$ entre données $Z \rightarrow ee$ et simulation rapide, après ajustement de la valeur du terme constant dans la résolution en énergie des électrons.

au hasard dans une « bibliothèque » d'événements « *minimum bias*⁴ ». Un paramètre libre est introduit pour ajuster la taille de cette contribution.

- Une composante due aux interactions $p\bar{p}$ supplémentaires et le bruit (électronique, faisceaux, ...). Elle est décrite à l'aide d'une « bibliothèque » d'événements ZB⁵.
- La contribution des photons FSR (simulée à l'aide des quadrvecteurs des photons générés et des paramétrisations de la réponse en énergie obtenue à l'aide de simulations détaillées).
- Les fuites d'énergie de l'électron en dehors du cône de reconstruction. Cette composante est simulée à l'aide de paramétrisations obtenues à partir de simulations détaillées.

Les paramètres libres mentionnés sont ajustés dans les données $Z \rightarrow ee$, avec une coupure moins stricte sur le recul : $u_T < 30$ GeV. Les observables utilisées dans cet ajustement sont la moyenne et la largeur de l'imbalance η_{imb} (c.f. Sec. 5.1, Fig. 5.2). La Fig. 5.6 montre une comparaison de ces observables entre les données et la simulation ajustée. Cette procédure revient à utiliser le fait que le système di-électron et le recul hadronique sont contraints à se contre-balancer (avant les effets du détecteur) dans le plan transverse pour « transférer » notre connaissance très précise de l'échelle et de la résolution en énergie des électrons au recul hadronique.

5.5 Bruit de fond

Le bruit de fond représente une petite fraction des candidats $W \rightarrow e\nu$ et les incertitudes systématiques liées à sa présence sont faibles (c.f. Tab. 5.2). La Fig. 5.10 montre les contributions dues aux trois sources de fond (appelées « $W \rightarrow \tau\nu$ », « $W \rightarrow \tau\nu$ » et « QCD » dans la figure). Nous les discutons brièvement dans cette section.

Le bruit de fond irréductible $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow e\nu\nu\nu$ ($1,668 \pm 0,001$ % des candidats $W \rightarrow e\nu$) est décrit, tout comme le signal, à l'aide de RESBOS et la simulation paramétrée du détecteur. La désintégration des leptons τ est simulée à l'aide de l'outil TAUOLA [125–127] qui implémente un traitement détaillé de la polarisation des leptons τ . Les rapports d'embranchement relatifs

4. Le déclenchement *minimum bias* demande que les détecteurs de luminosité des deux côtés de DØ soient touchés. Il enregistre donc principalement des interactions de QCD relativement molles.

5. déclenchement défini dans la Sec. 4.5

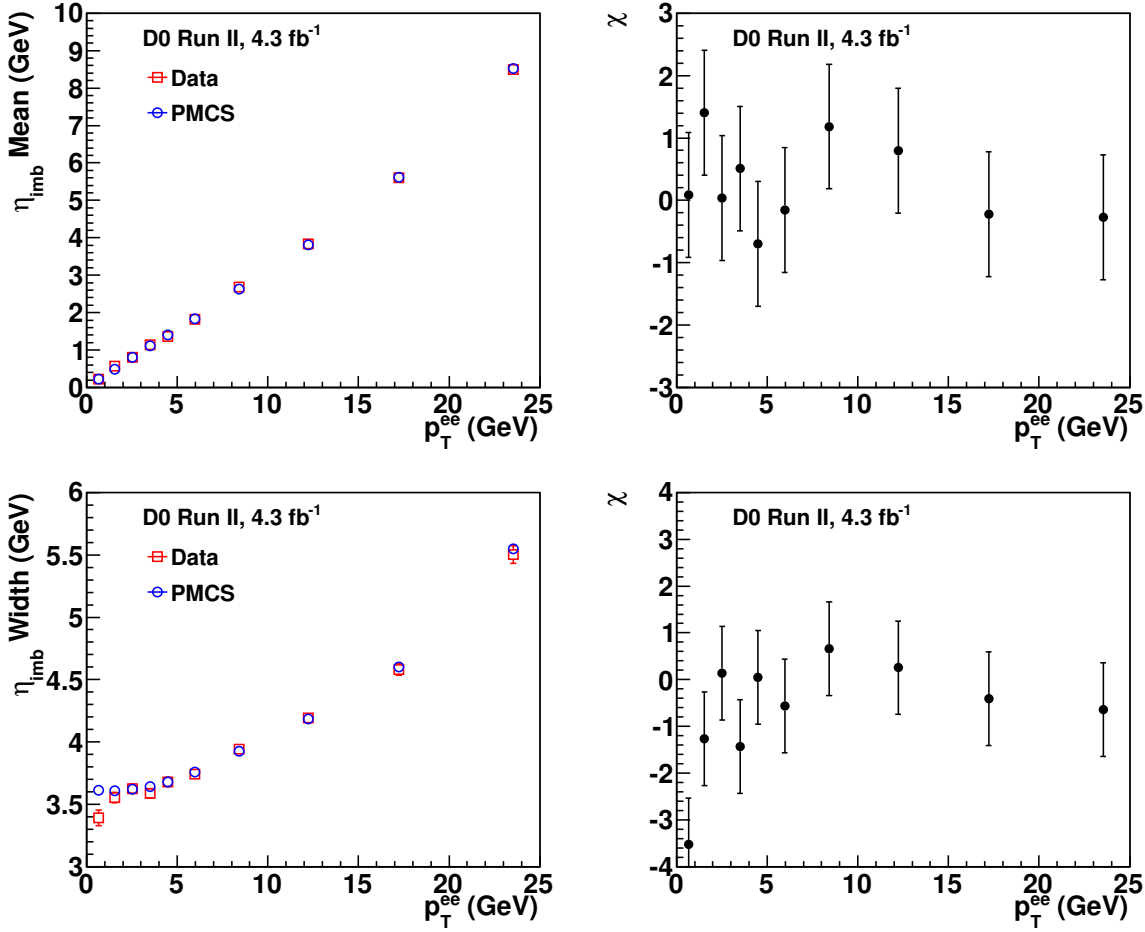


FIGURE 5.6 – Comparaison des données $Z \rightarrow ee$ réelles et de la simulation paramétrée après l’ajustement des paramètres libres dans la simulation du recul hadronique : moyenne (haut) et largeur (RMS, en bas) de la distribution de η_{limb} , pour différents bins en $p_T(ee)$.

du boson W en leptons e et τ , ainsi que les rapports d’embranchement du lepton τ sont connus avec précision [31].

Les événements $Z \rightarrow ee$ avec un électron qui a déposé peu d’énergie dans le calorimètre constituent le deuxième bruit de fond ($1,08 \pm 0,02$ %). Dans la vaste majorité des cas, l’un des électrons « s’échappe » dans la zone intercryostat qui est particulièrement mal instrumentée pour cette analyse (c.f. Sec 5.1). Ce bruit de fond est estimé à partir d’un échantillon de contrôle isolé dans les données : dans les événements candidats $W \rightarrow e\nu$, le deuxième électron est reconstruit comme trace isolée dans le détecteur central ou comme cluster calorimétrique, et le pic de masse $Z \rightarrow ee$ peut donc être reconstruit et il permet de quantifier la contamination due au processus $Z \rightarrow ee$.

Les événements *multi-jets* (QCD) avec un candidat électron qui est dû à la mauvaise identification d’un *jet* sont le dernier bruit non-négligeable ($1,018 \pm 0,065$ %). Il est estimé à partir des données à l’aide d’une méthode standard, habituellement appelée « méthode de la matrice⁶ ».

6. Séparément pour chaque bin dans un graphe comme ceux des Figs. 5.9 et 5.10, le fond QCD dans l’échantillon nominal est estimé à l’aide d’une comparaison du nombre de candidats dans l’échantillon nominal

5.6 Incertitudes systématiques

Le Tab. 5.2 résume les incertitudes systématiques dans la mesure de m_W avec les données du Run IIb1/2. Les contributions expérimentales sont dominées par la calibration en énergie des électrons. Pour la quantifier, nous propageons (à l’aide d’ensembles d’expériences simulées) les incertitudes sur les paramètres α et β (c.f. Sec 5.3) sur m_W . Cette incertitude reflète essentiellement la statistique finie des événements $Z \rightarrow ee$, et elle décroît donc avec l’inclusion de plus de données dans l’analyse. Les incertitudes sur la résolution en énergie (nous propageons les incertitudes sur le terme d’échantillonnage, Sec. 4.4, et le terme constant, Sec. 5.3) ont un impact limité sur m_W . Nous séparons en deux parties les incertitudes dues à la précision finie des corrections pour les pertes en énergie des électrons. La ligne « modèle gerbes électrons » du Tab. 5.2 représente les incertitudes dans l’ajustement de la simulation extra-détaillée aux données $Z \rightarrow ee$ (c.f. Sec. 4.4). La ligne « perte en énergie électrons » reflète les incertitudes dues à la statistique finie des simulations extra-détaillées disponibles pour paramétrer les fonctions de correction. Les incertitudes dans le modèle du recul sont principalement dues à la faible taille de l’échantillon $Z \rightarrow ee$ qui est utilisé dans l’ajustement fin des paramètres libres dans la paramétrisation du recul (c.f. Sec. 5.4). Les incertitudes sur l’efficacité d’identification des électrons sont dominées par la taille finie de l’échantillon $Z \rightarrow ee$ qui est utilisé dans l’ajustement fin de la paramétrisation de l’efficacité (c.f. Sec. 5.3). L’estimation du bruit de fond est brièvement abordée dans la Sec. 5.5.

Les incertitudes dans le modèle théorique de la production et la désintégration des bosons W sont dominées par les incertitudes dans les PDFs. Nous utilisons des ensembles d’expériences simulées pour propager les incertitudes dans les PDFs CTEQ6.6 [114] sur m_W . Les incertitudes QED (c.f. discussion dans la Sec. 5.2.1) proviennent principalement du traitement incomplet des effets QED dans notre générateur d’événements. Elles sont estimées à l’aide de comparaisons à d’autres générateurs qui implémentent un traitement complet à $\mathcal{O}(\alpha)$. Nous propageons sur m_W les incertitudes dans la paramétrisation BLNY [113] pour estimer les incertitudes dues à la description du spectre en impulsion transverse des bosons W .

Comme nous l’avons vu, une fraction importante de l’incertitude systématique totale est due à la faible taille de notre échantillon de contrôle principal, $Z \rightarrow ee$. D’autres contributions peuvent être réduites avec plus de travail sur certains aspects de l’analyse. Ceci motive fortement une nouvelle (et dernière) itération de l’analyse qui inclut l’ensemble des données du Run II. Les projections des incertitudes sont discutées dans la Sec. 6.1.1.

5.7 Résultats

Avant de procéder à l’extraction de m_W , nous vérifions l’accord entre données et simulation pour les observables clés dans les échantillons $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$. Nous n’avons pas la place ici pour reproduire un grand nombre de graphes des Réfs. [105–107]. A titre d’exemple, les Figs. 5.7 et 5.8 montrent respectivement les distributions de $p_T(Z) = p_T(ee)$ et \cancel{E}_T dans l’échantillon $Z \rightarrow ee$. La bonne description du pic à bas $p_T(ee)$ illustre la bonne description des effets d’émission de multiples gluons de faible énergie par le générateur RESBOS. La chute abrupte de la distribution pour $p_T(ee) \gtrsim 15$ GeV est une conséquence de la coupure $u_T < 15$ GeV. Sa bonne description par la simulation est principalement due à la modélisation précise du recul hadronique u_T . La description précise de la distribution de

et le nombre de candidats dans un échantillon élargi qui est sélectionné avec des critères d’identification moins strictes. Combiné avec la connaissance des efficacités de passage de l’échantillon élargi à l’échantillon nominal (déterminées séparément pour les *jets* et les électrons à partir d’échantillons de contrôle enrichis), ces comptes d’événements permettent en effet de déterminer la composition de l’échantillon nominal.

	$\sigma(m_W)/\text{MeV } m_T$	$\sigma(m_W)/\text{MeV } p_T(e)$	$\sigma(m_W)/\text{MeV } \cancel{E}_T$
Expérimental			
Calibration énergie électrons	16	17	16
Résolution énergie électrons	2	2	3
Modèle gerbes électrons	4	6	7
Perte en énergie électrons	4	4	4
Modèle recul hadronique	5	6	14
Efficacité identification électrons	1	3	5
Bruit de fond	2	2	2
Total expérimental	18	20	24
Modèle théo. de production et désintégration des bosons W			
PDF	11	11	14
QED	7	7	9
$p_T(W)$	2	5	2
Total modèle théo. bosons W	13	14	17
Total	22	24	29

TABLE 5.2 – Incertitudes systématiques dans les résultats pour m_W obtenus à partir des trois observables m_T , $p_T(e)$ et \cancel{E}_T dans les données du Run IIb1/2.

\cancel{E}_T dans l'échantillon $Z \rightarrow ee$ est d'une difficulté notoire. En effet, comme il n'y a pas de véritable énergie manquante dans cet état final, la forme de cette distribution est déterminée par la somme d'effets instrumentaux subtils. Les analyses basées sur la simulation officielle de DØ montrent (p.ex. Réf. [128]) des décalages de plusieurs GeV entre les positions du pic dans les données et la simulation tandis que l'accord est très bon dans la Fig. 5.8.

La Fig. 5.9 montre les distributions de $\eta_{\text{phys}}(e)$ et de la luminosité intégrée, cette fois pour l'échantillon $W \rightarrow e\nu$. Il s'agit de deux exemples de distributions qui concernent la mesure de m_W de façon « indirecte » : la résolution en énergie des électrons dépend de $\eta_{\text{phys}}(e)$ (c.f. Sec. 4.4) ; la contribution des interactions $p\bar{p}$ supplémentaires au recul \vec{u}_T (c.f. Sec. 5.4) et à l'énergie des électrons (c.f. Sec. 5.3) dépend de la luminosité. Il est donc important de simuler correctement la forme globale de ces distributions, mais les détails de l'évolution d'un *bin* à l'autre sont moins importants. L'accord global entre données et simulation (c.f. Fig. 5.9) est assez bon et parfaitement pertinent⁷ pour la mesure de m_W .

Nous obtenons les ajustements de m_W avec une méthode dite « de *templates* » qui est un outil d'analyse assez standard. Nous utilisons la simulation rapide pour prédire la forme des observables m_T , $p_T(e)$ et \cancel{E}_T , séparément pour différentes hypothèses de m_W à l'entrée du générateur d'événements. Les valeurs (hypothèses) de m_W sont espacées de 10 MeV, et par interpolation entre les *templates* nous pouvons prédire la forme des trois distributions pour n'importe quelle hypothèse de m_W dans la plage couverte par les *templates*. Le bruit de fond attendu (c.f. Sec. 5.5) est ensuite ajouté à la prédiction, et celle-ci est comparée aux données. Pour une observable donnée à la fois, l'accord entre données et la prédiction est quantifié par une fonction de vraisemblance habituelle. La vraisemblance est maximisée pour extraire la meilleure valeur (« notre mesure ») de m_W .

Les Figs. 5.10, 5.11 et 5.12 montrent les distributions des observables sensibles à m_W dans les données $W \rightarrow e\nu$ ainsi que les prédictions de la simulation rapide, avec une valeur

7. Pour s'en convaincre, il suffit de pondérer les événements dans la simulation pour reproduire exactement la distribution observée dans les données. L'impact sur les résultats des ajustements de m_W est négligeable.

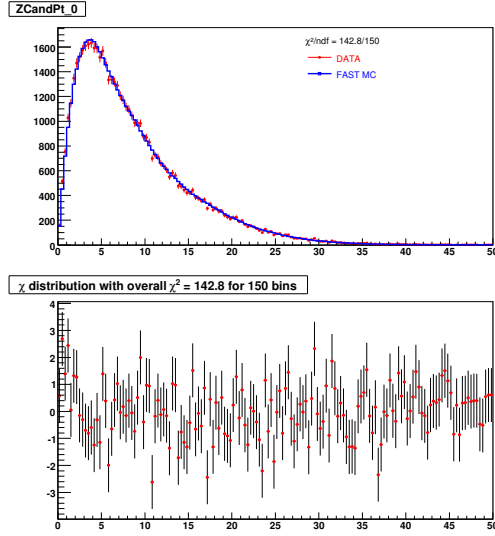


FIGURE 5.7 – Comparaison de la distribution de $p_T(Z) = p_T(ee)$ entre données $Z \rightarrow ee$ et simulation rapide.

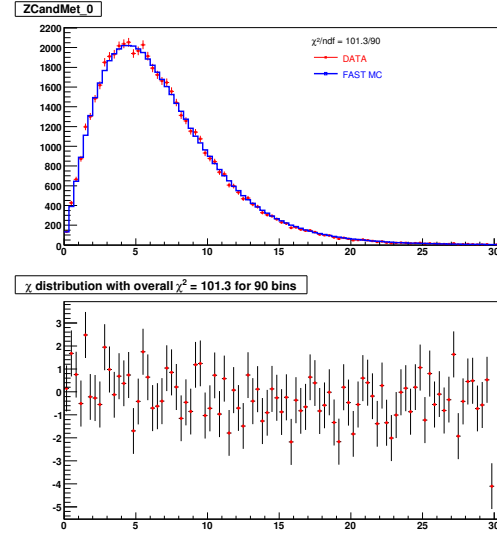


FIGURE 5.8 – Comparaison de la distribution de $p_T(Z) = p_T(ee)$ entre données $Z \rightarrow ee$ et simulation rapide.

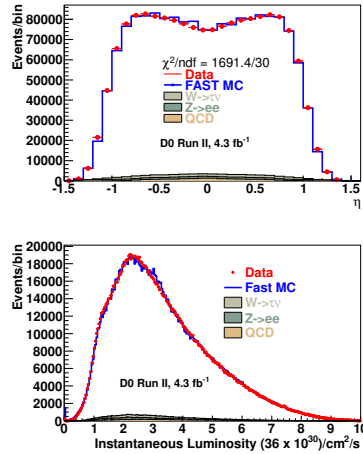


FIGURE 5.9 – Comparaison des distributions de $\eta_{\text{phys}}(e)$ (haut) et luminosité instantanée (bas) entre données $W \rightarrow e\nu$ et simulation rapide.

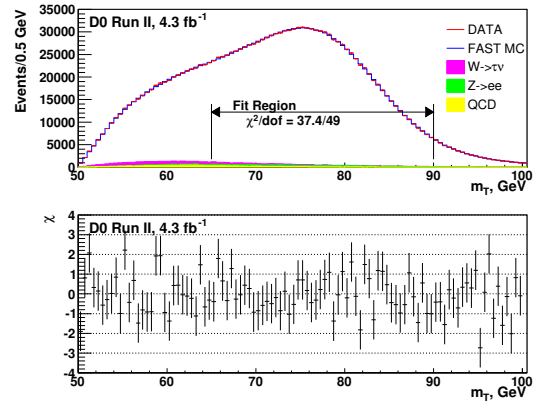


FIGURE 5.10 – Comparaison de la distribution de m_T entre données $W \rightarrow e\nu$ et simulation rapide. La valeur centrale du résultat de l'ajustement à partir de cette observable, $m_W = 80,371 \pm 0,013$ (stat) GeV, est utilisée dans la simulation rapide.

de m_W ajustée séparément pour chacune des trois observables. Ces figures indiquent aussi les zones de chacune des observables qui sont prises en compte dans la fonction de vraisemblance. Rappelons ici que notre mesure a été effectuée comme analyse « en aveugle » (c.f. Sec 3.5). L'implémentation est simple [34] : les logiciels d'ajustement et de comparaison données/simulation affichaient une valeur de m_W qui différait de la valeur réellement utilisée dans la simulation par l'addition d'une constante inconnue. La même constante a été utilisée pour les trois observables, et la constante a été supprimée seulement après l'approbation de l'analyse par la Collaboration DØ.

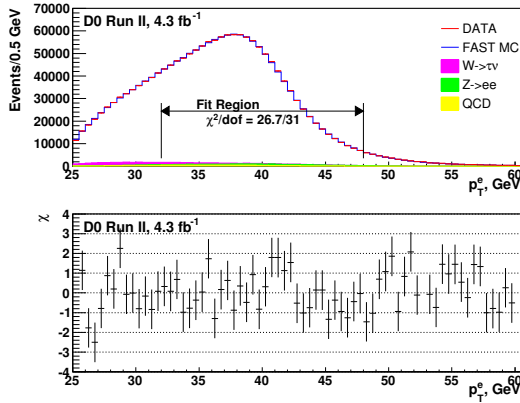


FIGURE 5.11 – Comparaison de la distribution de $p_T(e)$ entre données $W \rightarrow e\nu$ et simulation rapide. La valeur centrale du résultat de l’ajustement à partir de cette observable, $m_W = 80,343 \pm 0,014$ (stat) GeV, est utilisée dans la simulation rapide.

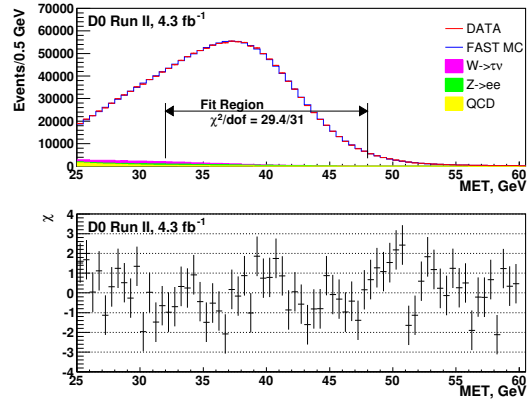


FIGURE 5.12 – Comparaison de la distribution de \cancel{E}_T entre données $W \rightarrow e\nu$ et simulation rapide. La valeur centrale du résultat de l’ajustement à partir de cette observable, $m_W = 80,355 \pm 0,015$ (stat) GeV, est utilisée dans la simulation rapide.

Comme nous l’avons vu, l’ajustement fin de la simulation paramétrée du détecteur à l’aide des données $Z \rightarrow ee$ est un élément clé de la mesure de m_W . Pour tester l’ensemble des procédures de cet ajustement, nous effectuons une « mesure » complète de m_W dans des données simulées à l’aide de la simulation détaillée officielle du détecteur. Le générateur PYTHIA [124] est utilisé pour générer les événements. Pour mesurer m_W , nous utilisons à nouveau PYTHIA, mais cette fois-ci interfacé à la simulation paramétrée du détecteur. L’ajustement fin de la simulation paramétrée est effectué à l’aide d’événements $Z \rightarrow ee$ issus de la simulation détaillée officielle, et les mêmes méthodes d’ajustement que dans l’analyse des données sont utilisées. Ensuite la valeur de m_W est mesurée dans des événements $W \rightarrow e\nu$ issus de la simulation détaillée officielle, à l’aide de la même méthode d’ajustement qui est utilisée pour les données (mais avec la simulation paramétrée adaptée à la simulation détaillée officielle). Les résultats [106], $m_W = 80,448 \pm 0,005$ (stat) GeV (observable m_T), $m_W = 80,448 \pm 0,005$ (stat) GeV ($p_T(e)$) et $m_W = 80,455 \pm 0,006$ (stat) GeV (\cancel{E}_T) sont en bon accord avec la valeur générée dans PYTHIA : $m_W = 80,450$ GeV.

Avec les données du Run IIB1 et Run IIB, nous obtenons les résultats suivants :

$$\begin{aligned}
 m_T : \quad m_W &= 80,371 \pm 0,013 \text{ (stat)} \pm 0,022 \text{ (syst)} \text{ GeV} \\
 &= 80,371 \pm 0,026 \text{ (stat + syst)} \text{ GeV}, \\
 p_T(e) : \quad m_W &= 80,343 \pm 0,014 \text{ (stat)} \pm 0,024 \text{ (syst)} \text{ GeV} \\
 &= 80,343 \pm 0,028 \text{ (stat + syst)} \text{ GeV}, \\
 \cancel{E}_T : \quad m_W &= 80,355 \pm 0,015 \text{ (stat)} \pm 0,029 \text{ (syst)} \text{ GeV} \\
 &= 80,355 \pm 0,033 \text{ (stat + syst)} \text{ GeV}.
 \end{aligned}$$

Ces trois résultats sont en bon accord. Les corrélations entre ces résultats ainsi que leur combinaison sont discutées ci-dessous.

5.8 Tests de stabilité

Dans cette section nous présentons quelques tests de la stabilité de l'analyse. L'idée est simple : nous modifions un aspect de l'analyse, p.ex. un critère de sélection des événements, et nous vérifions que la valeur centrale de notre mesure de m_W n'a pas changé de façon significative. Ou nous divisons les données en plusieurs sous-ensembles et nous vérifions que nous obtenons des mesures compatibles entre les différents sous-ensembles. Les sous-ensembles sont typiquement définis selon la valeur d'une variable (comme p.ex. $\eta(e)$) qui est considérée comme difficile à décrire ou qui est sensible à de nombreux aspects de la simulation paramétrée du détecteur.

Les Figs. 5.13 et 5.14 montrent l'effet de variations des zones qui sont prises en compte dans l'ajustement de m_W pour chacune des trois observables. Les variations des valeurs centrales sont très stables (comparées à la taille des incertitudes systématiques) dans les zones où l'incertitude statistique varie peu, et elles sont compatibles avec les fluctuations statistiques attendues pour les variations qui rejettent une fraction appréciable du signal.

La Fig. 5.15 montre que notre mesure de m_W est stable pour différentes zones en $|\eta_{\text{det}}|$. La Fig. 5.16 montre les résultats pour m_W et m_Z pour différentes périodes de prise de données. Nous observons que les deux masses paraissent plus basses dans la deuxième moitié des données du Run IIb1 comparées à la première moitié; *idem* pour le Run II. Cet effet est dû à la lente perte de gain du calorimètre pendant les périodes de prise de données (c.f. Sec. 4.6). Si le calorimètre n'avait pas été recalibré au début du Run IIb2, les deux mesures pour cette période seraient trop basses pour être visibles sur l'échelle de la Fig. 5.16. Mais le rapport des masses des bosons W et Z est parfaitement stable dans le temps, ce qui est suffisant pour montrer que notre mesure est stable. Un autre exemple de test de stabilité se trouve dans la Fig. 5.17, et encore bien d'autres sont documentés dans les Réfs. [107, 129].

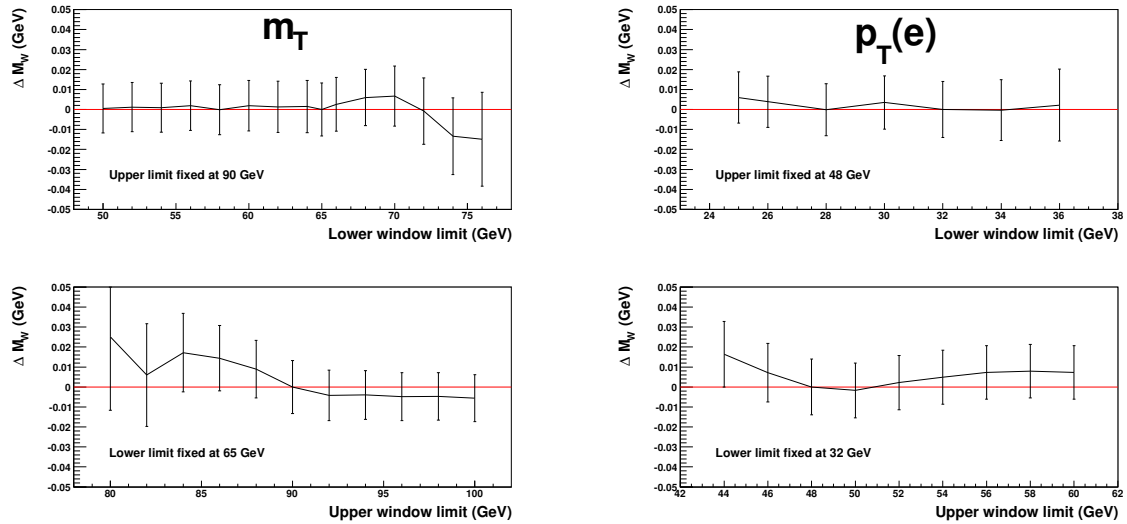
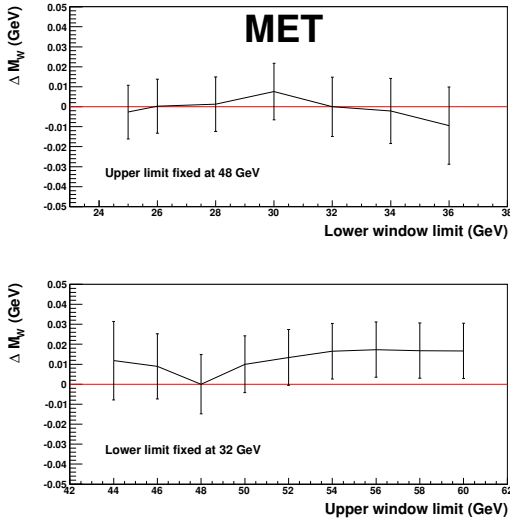
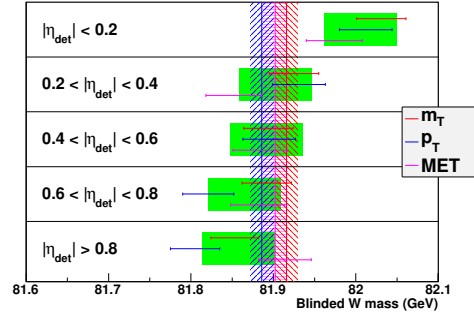
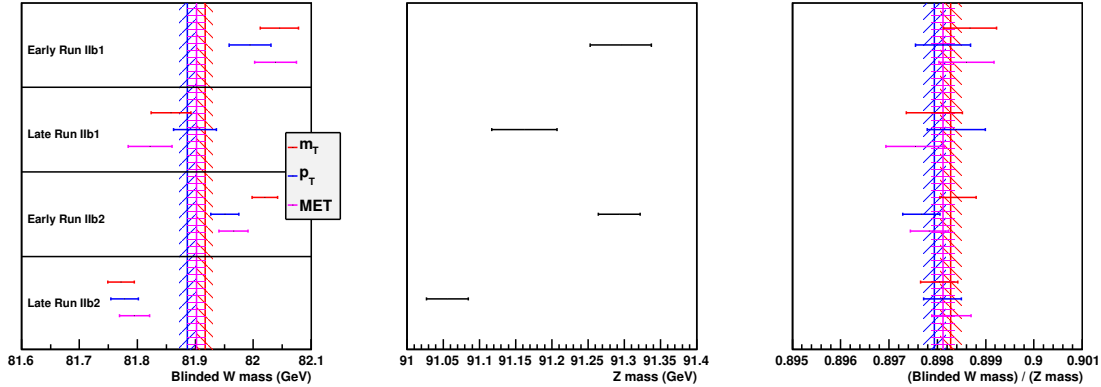


FIGURE 5.13 – A gauche : sensibilité du résultat de l'ajustement de m_W à partir de l'observable m_T aux variations de la plage en m_T prise en compte dans l'ajustement. Nous varions séparément la limite basse (graphique du haut) et la limite haute (graphique du bas) de la zone. Les graphiques montrent la différence des résultats obtenus avec la zone variée et ceux de la zone nominale. Les barres d'erreur représentent les incertitudes statistiques de l'ajustement sur la zone variée. A droite : graphiques équivalents pour l'observable $p_T(e)$.


 FIGURE 5.14 – Equivalent de la Fig. 5.13 pour l'observable \cancel{E}_T .

 FIGURE 5.15 – m_W mesurée à partir de chacune des trois observables, séparément pour cinq zones en $|\eta_{\text{det}}|$, avec les incertitudes dues à la statistique W . Les bandes hachurées indiquent les résultats obtenus avec l'échantillon complet. Les bandes vertes montrent les incertitudes dues à la statistique Z finie utilisée dans l'égalisation des gains à différents $|\eta_{\text{det}}|$ (c.f. Sec. 4.3).

 FIGURE 5.16 – (Gauche) m_W mesurée à partir de chacune des trois observables, séparément pour quatre périodes de prise de données, avec les incertitudes dues à la statistique W . Les bandes hachurées indiquent les résultats obtenus avec l'échantillon complet. (Milieu) La masse du boson Z , mesurée à partir de la distribution $m(ee)$ pour chacune des périodes. (Droite) Les rapports résultants. Les barres d'erreurs tiennent compte de la statistique W et Z finie. Les bandes hachurées indiquent les résultats obtenus avec l'échantillon complet.

5.9 Combinaison des résultats

Dans cette section, nous discutons la combinaison de l'ensemble des mesures de m_W réalisées par DØ au cours du Run II avant de présenter la nouvelle combinaison de tous les résultats obtenus au Tevatron ainsi que la nouvelle moyenne mondiale.

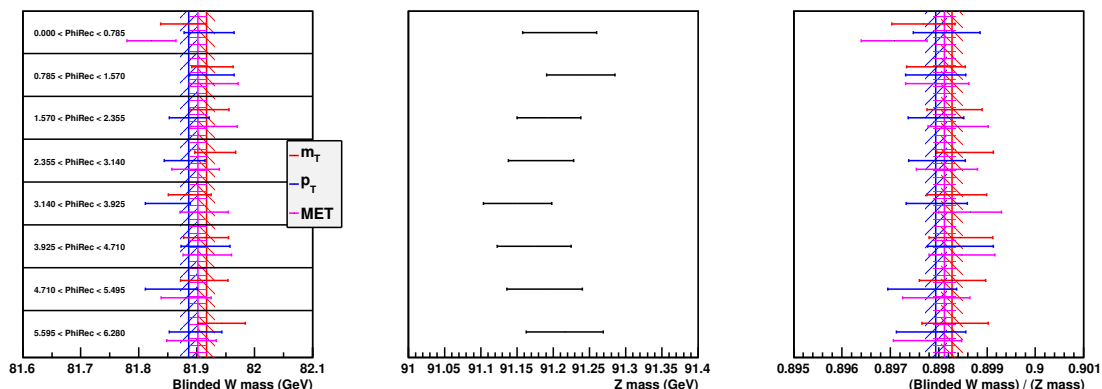


FIGURE 5.17 – Equivalent de la Fig. 5.16, mais ici l'échantillon est séparé en huit sous-ensembles suivant la direction en ϕ du vecteur \vec{u}_T .

5.9.1 Combinaison des différents résultats du Run II de DØ

Les résultats présentés dans la Sec. 5.7 sont obtenus à partir de trois observables dans le même jeu de données. Par conséquent, ils sont fortement corrélés, mais pas à 100 %. Nous les combinons donc, en utilisant la méthode des Réf. [130, 131] qui permet de tenir compte des corrélations entre les différentes mesures pour chaque incertitude. Les corrélations des incertitudes statistiques, ainsi que celles des incertitudes systématiques qui dépendent essentiellement de la statistique de l'échantillon $Z \rightarrow ee$ (notamment l'incertitude due à la calibration de l'énergie des électrons) sont faciles à quantifier à l'aide d'ensembles de pseudo-expériences simulées. Pour les autres incertitudes (notamment les incertitudes dans la description théorique de la production $W \rightarrow e\nu$), les incertitudes sont traitées comme 100 % corrélées, ce qui est conservateur⁸. Finalement, la corrélation entre m_T et $p_T(e)$ est évaluée à 89 % ; celle entre m_T et \cancel{E}_T à 86 %, et celle entre $p_T(e)$ et \cancel{E}_T à 75 %. Dans une combinaison des trois observables, le résultat basé sur \cancel{E}_T n'a pas de poids appréciable. Une combinaison des résultats basés sur m_T et $p_T(e)$ donne

$$m_W = 80,367 \pm 0,012 \text{ (stat)} \pm 0,022 \text{ (syst)} \text{ GeV} = 80,367 \pm 0,026 \text{ GeV}.$$

La probabilité d'avoir une différence entre les valeurs centrales des mesures individuelles plus grande que celle dans les données est estimée à 2,8 % pour la combinaison ci-dessus, et à 5 % pour la combinaison des trois observables. Ces probabilités sont sous-estimées à cause de l'hypothèse simplificatrice de 100 % de corrélation discutée ci-dessus.

Nous utilisons les mêmes méthodes pour combiner le résultat décrit ici (basé sur les données du Run IIb1/2, c.f. Fig. 2.2) avec le résultat que nous avons obtenu avec les données du Run IIa. Nous obtenons ainsi le nouveau résultat de DØ Run II :

$$m_W = 80,375 \pm 0,023 \text{ GeV}.$$

8. Dans toutes les combinaisons discutées dans ce chapitre, chaque source d'incertitude sur m_W , p.ex. les incertitudes dans les PDFs, résulte en une incertitude sur m_W qui est du même ordre de grandeur pour toutes les mesures qui entrent dans la combinaison (p.ex. les mesures à partir des trois observables, c.f. Tab. 5.2). Dans ce cas, traiter des incertitudes comme 100 % corrélées est conservateur car ceci implique que la combinaison des différentes mesures ne résulte pas en une réduction de l'incertitude en question par rapport à chacune des mesures individuelles [132].

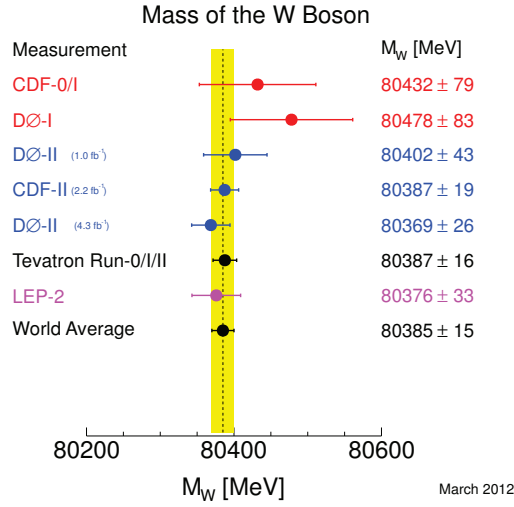


FIGURE 5.18 – « Etat des lieux » des mesures de précision de m_W en mars 2012 [134]. Les valeurs centrales des résultats individuels ne correspondent pas toujours exactement aux valeurs centrales données dans les publications originales, car elles ont été ajustées pour adopter une hypothèse commune pour la largeur du boson W .

5.9.2 Nouvelle combinaison du Tevatron et nouvelle combinaison mondiale

Nous utilisons les mêmes méthodes pour combiner les résultats du Run II de l'expérience DØ avec les résultats obtenus au Run II de CDF [133] et avec les résultats du Run I. Ensuite nous incluons aussi les résultats obtenus auprès du collisionneur LEP [14] pour obtenir la nouvelle combinaison mondiale. Les résultats [134, 135] de ces combinaisons sont résumés dans la Fig 5.18. La nouvelle combinaison du Tevatron a une incertitude de 16 MeV. Elle est donc deux fois plus précise que la combinaison du LEP (avec 33 MeV d'incertitude). La nouvelle combinaison mondiale a une incertitude de 15 MeV. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, avant les résultats du Run II du Tevatron, la combinaison mondiale (LEP + Run I) avait une incertitude de 30 MeV. Les analyses du Run II ont donc permis de diviser l'incertitude sur m_W par un facteur deux.

5.10 Contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs et confrontation à la particule découverte au LHC

Comme nous l'avons discuté au chapitre 1, nos mesures précises de m_W nous permettent d'améliorer significativement les contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs qui est prédit par le modèle standard. Les nouvelles mesures de m_W publiées en avril 2012 [104, 133] arrivent au bon moment. En effet, en été 2012 les collaborations ATLAS et CMS ont annoncé la découverte [136, 137] d'une nouvelle particule qui a des propriétés (notamment les couplages) compatibles avec celles attendues pour le boson de Higgs du modèle standard. Nos mesures précises de m_W nous permettent de vérifier si la particule découverte au LHC « a la bonne masse pour être le boson de Higgs du modèle standard, ou bien la bonne masse pour être l'un des bosons de Higgs d'une extension supersymétrique du modèle standard ». Ce test, c.-à-d. la comparaison des contraintes indirectes et directes sur la masse du boson de Higgs, est représenté dans la Fig. 5.19. La valeur centrale de la nouvelle moyenne globale

pour m_W préfère toujours (comme en 2006, c.f. Fig 1.2) un scénario supersymétrique, mais elle reste parfaitement compatible avec le modèle standard. Ceci est une autre belle réussite pour le modèle standard, qui résiste à nouveau aux « assauts » des physiciens. Si le monde est supersymétrique, alors nous sommes proches de la *limite de découplage* [145] : la nature aurait choisi un point dans l'espace des paramètres des modèles supersymétriques où les particules SUSY seraient très lourdes par rapport à l'échelle de l'interaction électrofaible, l'état h aurait des propriétés presque indiscernables de celles du boson de Higgs standard, et le reste du secteur de Higgs (bosons H , A et H^\pm) trop lourd pour être détecté dans les recherches au LHC. Ce scénario représenterait un formidable défi pour la physique des hautes énergies dans les années à venir : mettre en œuvre les analyses de précision qui permettent de mettre en évidence une petite déviation dans les propriétés des particules par rapport aux propriétés prédites par le modèle standard.

5.11 Conclusions

Comme nous l'avons discuté dans le chapitre 1, avant les résultats du Run II la moyenne globale de m_W avait une incertitude de 30 MeV. Cette moyenne était dominée par les résultats combinés du LEP, avec leur incertitude de 33 MeV. La précision expérimentale sur m_W était le facteur limitant dans les contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs. Mais ce niveau de précision est très difficile à atteindre auprès de collisionneurs hadroniques. Cette mesure a la réputation d'être l'analyse la plus difficile du Run II. Dans DØ, une petite équipe dédiée travaille sur la mesure de m_W depuis 2004 ; d'abord en mettant l'accent sur la calorimétrie (c.f. chapitre 4) et depuis 2007 en se rapprochant plus de l'analyse proprement dite. La première mesure, basée sur 1 fb^{-1} de données prises à relativement basse luminosité instantanée, a été complétée en 2009. Elle a été présentée pour la première fois en public par un physicien du LPSC [146, 147]. En 2012, la deuxième mesure a été complétée. Elle inclut $4,3 \text{ fb}^{-1}$ de données prises à grande luminosité instantanée. Elle a été présentée pour la première fois en public par des physiciens du LPSC [129, 148]. La collaboration CDF a publié un nouveau résultat à la même période. Les résultats de CDF et DØ sont de précision comparable, tout en utilisant des techniques expérimentales assez différentes : la clé de l'analyse de DØ est une compréhension détaillée de la réponse en énergie du calorimètre, tandis que l'analyse de CDF repose sur la compréhension du détecteur interne. Les deux résultats sont parfaitement compatibles. Leur combinaison a une incertitude de 16 MeV, soit deux fois mieux que LEP. Ceci est un résultat important pour notre discipline. Ainsi, nos mesures ont été choisies pour la couverture de l'édition de « *Phys. Rev. Lett.* » dans laquelle elles sont publiées (c.f. Fig. 5.20). Cette amélioration spectaculaire de la précision sur m_W arrive au bon moment : elle nous permet de vérifier avec précision que la nouvelle particule découverte au LHC « a bien la masse attendue pour le boson de Higgs standard » (c.f. Fig. 5.21).

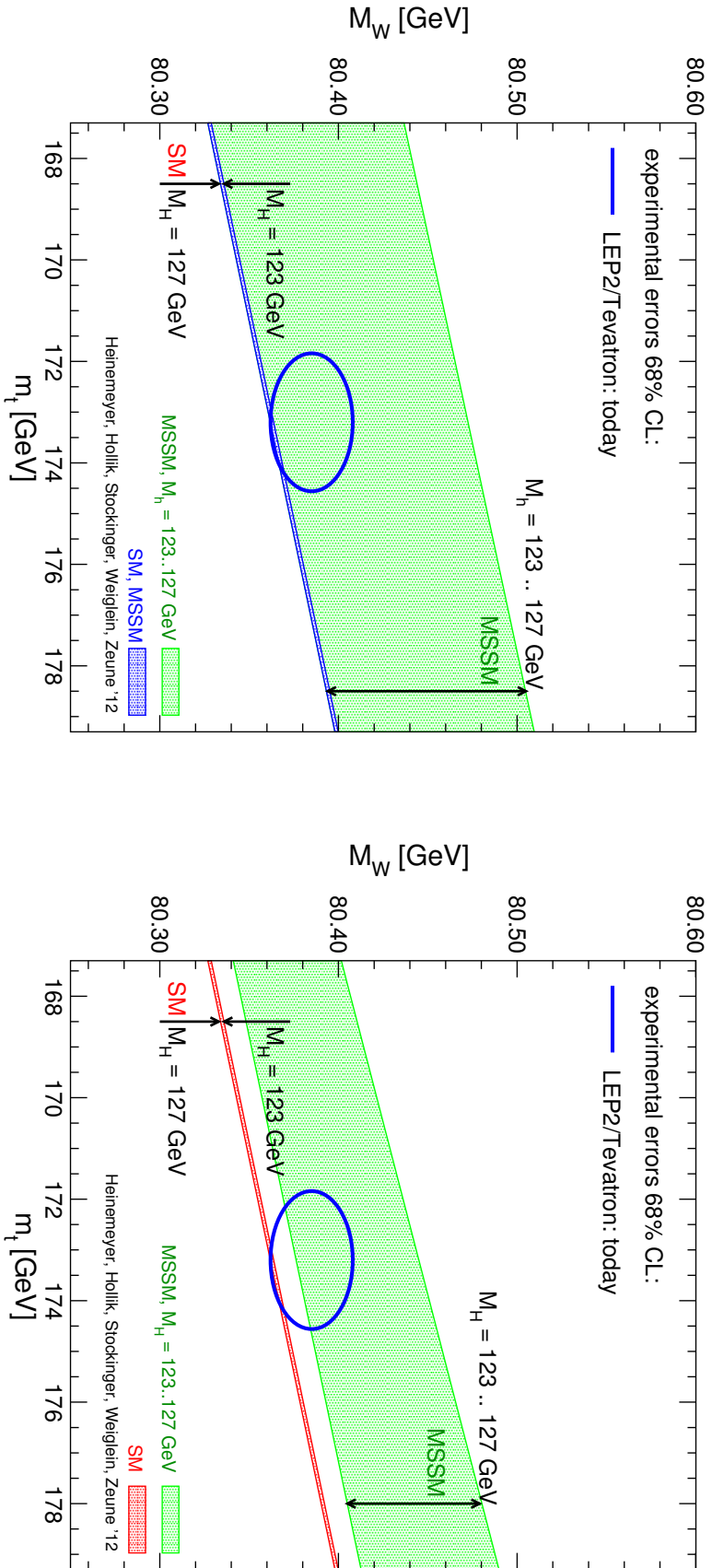


FIGURE 5.19 – Comparaison entre contraintes directes et indirectes sur la masse du boson de Higgs : état des lieux en avril 2012 [138–144]. Dans le cadre du modèle standard (MS), nous nous attendons à un boson de Higgs, et dans des extensions supersymétriques minimales comme le MSSM nous nous attendons à cinq bosons de Higgs : les états h et H (avec $m_h < m_H$) qui sont de parité paire sous CP , l'état A impair sous CP , et les états H^\pm chargés. Au moins l'un des états de parité paire a des propriétés (γ compris les couplages aux particules du MS) qui sont proches de celles du boson de Higgs du MS, ou si elle correspond au h ou bien au H , c.-à-d. une des particules d'un secteur du Higgs riche d'un monde supersymétrique - ou bien à complètement autre chose. Le graphique de gauche est l'équivalent mis à jour de la Fig 1.2. La bande bleue correspond aux prédictions du MS, pour une masse du boson de Higgs qui correspond à la particule découverte au LHC. La zone verte correspond aux prédictions du MSSM (modèle supersymétrique) sous l'hypothèse que la particule observée au LHC est l'état h . Le graphique de droite montre à nouveau les prédictions du MS, plus les prédictions du MSSM sous l'hypothèse que la particule observée au LHC est l'état H .

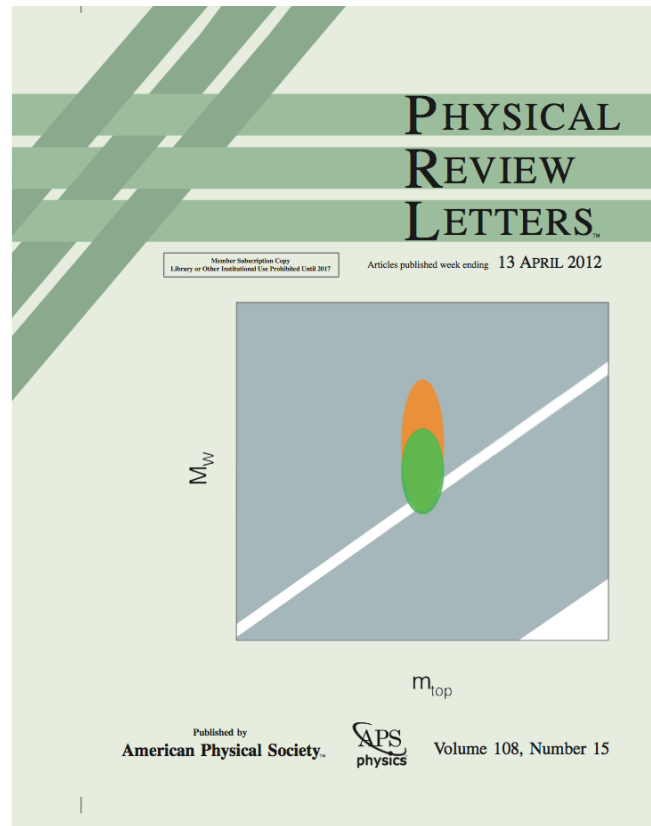


FIGURE 5.20 – Couverture de l’édition de la revue « *Physical Review Letters* » dans laquelle sont publiées les dernières mesures de la masse du boson W par les Collaborations CDF et DØ.



FIGURE 5.21 – Retransmission à la conférence ICHEP 2012 du séminaire au CERN lors duquel les Collaborations ATLAS et CMS ont annoncé la découverte d’une nouvelle particule compatible avec le boson de Higgs (*Melbourne Convention and Exhibition Centre*, le 4 juillet 2012). Photographie : C. Biscarat.

Chapitre 6

Prospectives

Dans ce chapitre nous abordons brièvement les perspectives pour les environ dix années à venir. Cette discussion comporte deux volets. Le premier concerne, naturellement, les mesures encore plus précises de la masse du boson m_W auxquelles nous nous attendons dans les années à venir. L'analyse du jeu complet des données du Run II, ainsi que des améliorations de l'analyse que nous allons discuter, devraient en effet permettre une amélioration importante des résultats de $DØ$. Ces améliorations seront quantifiées. Et nous allons voir que, après l'analyse finale des données du Tevatron, il sera très difficile, voire impossible, d'améliorer significativement la précision sur m_W avant l'exploitation d'un futur collisionneur linéaire. Cette exploitation n'interviendra pas avant 2025-2030.

En même temps, le démarrage spectaculaire du LHC promet des progrès importants sur notre compréhension d'autres aspects des particules élémentaires et de leurs interactions. Dans la Sec. 5.10 nous avons déjà mentionné la découverte d'un nouveau boson, compatible avec le boson de Higgs du modèle standard. La recherche de physique au-delà du modèle standard est un autre aspect crucial de la physique au LHC.

6.1 Mesure de la masse du boson W

Dans cette section nous exposons les perspectives pour les futures mesures de précision de m_W . Nous commençons avec les futures mesures au Tevatron. L'échelle de temps pour ces analyses est relativement courte : 1 – 2 ans environ. Nous continuons avec les mesures auprès d'autres collisionneurs (concrètement le LHC et un futur collisionneur linéaire). Les échelles de temps correspondantes sont naturellement bien plus longues.

6.1.1 Mesures au Tevatron

Le Tab. 6.1 résume les projections des incertitudes dans les futures mesures de m_W de l'expérience $DØ$. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent (c.f. aussi Fig. 2.2), les mesures actuelles incluent seulement $\sim 60\%$ des données du Run II. Une « simple » répétition de l'analyse publiée avec l'ensemble des données permet de réduire l'incertitude des 23 MeV actuellement à 21 MeV. Cette réduction est relativement modeste car les incertitudes qui ne dépendent pas simplement de la statistique $Z \rightarrow ee$ représentent désormais une contribution non-négligeable à l'incertitude totale.

Deux de ces incertitudes « non-statistiques » peuvent cependant être réduites avec plus de travail, ce qui devrait porter l'incertitude de 21 MeV à 19 MeV (c.f. Tab. 6.1). En effet, la calibration détaillée des corrections de la perte de l'énergie des électrons dans le matériau

non-instrumenté (c.f. Sec 4.4) qui est actuellement utilisée date de 2009. Elle repose donc sur une petite fraction des données $Z \rightarrow ee$ disponibles, et sur une statistique limitée de simulations extra-détaillées du détecteur. Une nouvelle calibration avec l'ensemble des données et plus d'échantillons simulés (qui ont déjà été produits au centre de calcul de l'IN2P3) devrait permettre de diviser les incertitudes correspondantes (lignes « modèle gerbes électrons » et « perte en énergie électrons » dans le Tab. 6.1) par un facteur deux. Par ailleurs, le traitement des effets QED dans notre générateur d'événements est relativement *ad hoc* (c.f. Sec. 5.2.1), et les incertitudes correspondantes représentent des limites supérieures sur d'éventuels effets. L'évaluation de ces incertitudes passe par des comparaisons de différents générateurs (c.f. Sec. 5.2.1). Dans la plupart des comparaisons, aucun effet significatif (étant donnée la statistique Monte Carlo disponible) est trouvé, et l'incertitude due à la statistique MC est assignée comme incertitude. Avec plus de temps de calcul, ces incertitudes peuvent être réduites. En même temps, des progrès vers un traitement théorique cohérent des effets QCD et QED dans un même générateur ont été faits [149, 150] depuis l'élaboration de notre dernière mesure de m_W . Avec ces nouveaux outils, une estimation détaillée de l'impact des corrections électrofaibles sur la mesure de m_W devrait être possible. En tout, l'erreur QED sur m_W devrait être divisée par au moins un facteur deux.

L'incertitude la plus importante sur m_W due à la description théorique de la production des bosons W est l'incertitude dans les PDFs. Il existe deux approches pour réduire l'incertitude sur m_W due aux PDFs : réduire l'incertitude dans les PDFs, et rendre la mesure de m_W plus robuste contre les incertitudes dans les PDFs. Ces deux approches ne sont pas mutuellement exclusifs. L'aspect qui est actuellement à l'origine de la plus grande partie des incertitudes PDF sur m_W est le rapport u/d [151]. L'incertitude sur ce rapport peut être réduite à l'aide de mesures de l'asymétrie de charge des bosons W en fonction de la rapidité des bosons (ou de leurs produits de désintégration) au Tevatron [151]. De nouvelles mesures de ce type existent déjà [152–154], et d'autres sont en cours de finalisation. Leur inclusion dans de futurs ajustements des PDFs va améliorer l'incertitude sur m_W . Concernant la deuxième approche : une façon de rendre la mesure de m_W plus robuste consiste à inclure les électrons dans les bouchons du calorimètre. Des études de simulations montrent que cette procédure réduit l'incertitude due aux PDFs (actuelles) à 5 MeV, soit de plus d'un facteur deux. L'inclusion des bouchons représente une extension de la couverture en η : nous « coupons moins dans le signal », et nous dépendons donc moins de la théorie pour décrire les propriétés des événements qui sont rejetés par la sélection. Bien entendu, l'extension de notre analyse aux bouchons nécessite du travail, mais pas de développement de nouvelles méthodes.

6.1.2 Mesures auprès d'autres collisionneurs

A terme, la masse du boson W sera mesurée par les expériences ATLAS et CMS au LHC. Comme le souligne le D.G. du CERN (c.f. Fig. 6.1), il sera très difficile d'égaler la précision sur m_W qui a déjà été atteinte au Tevatron. La statistique des événements W et Z ne sera pas un facteur limitant au LHC. Par contre, le nombre très important d'interactions supplémentaires dans les croisements de paquets au LHC peut poser problème. Mais la plus grande difficulté vient du fait que le LHC est un collisionneur pp à haute énergie. Comme nous l'avons discuté dans la Sec. 3.1, au Tevatron (collisions $p\bar{p}$) les bosons W sont majoritairement produits par une paire d'(anti-)quarks de *valence*¹ (une paire $u\bar{d}$ dans la vaste majorité des cas). Dans les collisions pp du LHC, les bosons W sont majoritairement produits dans l'interaction d'un quark de valence avec un anti-quark de la mer. Ceci correspond à un régime des

1. c.-à-d. de grand x de Bjorken

Source	Publi. 2009 (1.0 fb ⁻¹)	Publi. 2012 (4.3 fb ⁻¹)	Proj. 10 fb ⁻¹	Proj. 10 fb ⁻¹ amél.	Proj. 10 fb ⁻¹ amél. + EC
Statistique	23	13	9	9	8
Syst. expérimentales					
Calibration énergie électrons	34	16	11	11	10
Résolution énergie électrons	2	2	2	2	2
Modèle gerbes électrons	4	4	4	2	2
Perte en énergie électrons	4	4	4	2	2
Modèle recul hadronique	6	5	3	3	2
Efficacité identific. électrons	5	1	1	1	1
Bruit de fond	2	2	2	2	2
Sous-total expérimental	35	18	13	12	11
Syst. modèle théo.					
PDF	9	11	11	11	5
QED	7	7	7	3	3
p_T boson	2	2	2	2	2
Sous-total modèle théo.	12	13	13	12	6
Sous-total incert. syst.	37	22	19	17	13
Total	44	26	21	19	15

TABLE 6.1 – Projections des incertitudes dans les futures mesures de m_W avec l'ensemble des données du Run II de l'expérience DØ. Comme nous l'avons vu dans la Sec. 5.9.1, la combinaison des trois observables n'apporte pas de gain en précision important par rapport à la précision de l'observable m_T seule. Ce tableau est donc basé uniquement sur m_T . Les deux premières colonnes récapitulent les deux résultats publiés par DØ en 2009 [101] et 2012 (c.f. Sec. 5.6, Tab. 5.2 et Réf. [104]). La combinaison de ces deux mesures donne une incertitude totale de 23 MeV (c.f. Sec. 5.9.1 et Réf. [104]). La colonne « Proj. 10 fb⁻¹ » montre la projection pour un scénario où l'analyse est tout simplement répétée avec l'ensemble des données du Run II, sans apporter d'autres améliorations. La colonne suivante tient compte de quelques améliorations qui sont considérées comme relativement simples à mettre en œuvre. Elles sont discutées dans le texte. La dernière colonne suppose, de plus, que les électrons dans les bouchons du calorimètre sont pris en compte dans la mesure. Cette inclusion réduit légèrement les incertitudes liées à la taille des échantillons W et Z , mais elle sert surtout à rendre la mesure de m_W plus robuste contre les incertitudes dans les PDFs (c.f. texte).

PDFs qui est beaucoup moins bien connu. Les choses sont particulièrement délicates car les contributions des anti-quarks lourds (\bar{s} et \bar{c}) sont importantes et que les PDFs correspondants sont particulièrement difficiles à contraindre. Ces problèmes, ainsi que quelques pistes pour potentiellement les surmonter, sont discutés en détail dans la Réf. [29].

Le prochain « saut quantique » en termes de précision sur m_W est attendu d'un futur collisionneur e^+e^- linéaire (LC). Les méthodes de la mesure de m_W auprès du LC ressemblent à celles utilisées à LEP : reconstruction directe des deux bosons W dans la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu, q\bar{q}q\bar{q}$ [155–158] ou balayage de la section efficace de production au seuil de production (à $\sqrt{s} \simeq 2 \times m_W$) [159–162]. Une précision de 7 MeV semble atteignable [163, 164] avec la mesure au seuil de production à l'aide d'un LC.

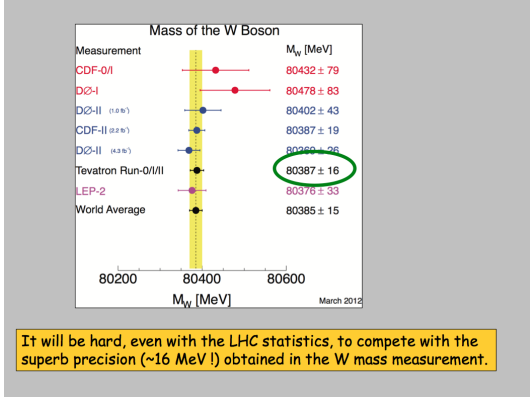


FIGURE 6.1 – Un transparent de la présentation donnée par R.-D. Heuer, Directeur Général du CERN, au Symposium « *Tevatron Impact* » qui a eu lieu à Fermilab le 11 juin 2012.

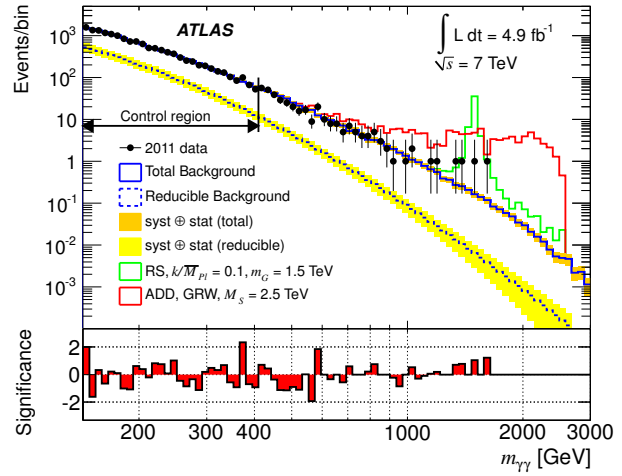


FIGURE 6.2 – Distribution de la masse invariante des événements diphoton dans les données enregistrées par ATLAS en 2011. La prédiction du bruit de fond (dû aux processus du MS) est également incluse. Un bon accord entre les données et le bruit de fond attendu est observé. Les courbes verte et rouge montrent des exemples d'excès auquel nous nous attendons dans le cadre d'exemples de modèles du type Randall-Sundrum (RS) [165] ou Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali (ADD) [166].

6.2 Physique au-delà du modèle standard et « limite de découplage »

Le LHC nous donne accès à un régime de haute énergie qui n'a jamais été exploré avant. L'une des premières études auxquelles je souhaite contribuer dans cette situation est la recherche directe de physique au-delà du modèle standard. Je travaille, avec une équipe de jeunes au LPSC, sur la recherche de dimensions spatiales supplémentaires. L'existence de telles dimensions pourrait expliquer le problème de la hiérarchie, l'un des « puzzles » du modèle standard. Notre analyse des données 2011 de l'expérience ATLAS vient d'être soumise pour publication (c.f. Fig. 6.2 et Réf. [167]) et elle a été présentée dans le Courier du CERN [168]. Pour l'instant nous ne trouvons pas de signal de nouvelle physique, mais les augmentations de l'énergie de collision à 8 TeV et ensuite à 13–14 TeV pourraient bien apporter des surprises.

Si jamais les données à 13–14 TeV n'apportent aucun signal direct de nouvelle physique, nous allons sans doute revenir aux études du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. Comme discuté dans la Sec. 5.10, il est tout-à-fait possible que la nature soit supersymétrique, mais dans la « limite de découplage ». Dans ce cas, des modifications de l'auto-couplage du boson de Higgs peuvent être la seule déviation par rapport au MS qui soit visible au LHC [169]. La mesure de cet auto-couplage serait donc la mesure clé pour la phase de très haute luminosité du LHC.

Remerciements

Je me suis éclaté pendant ces « années DØ », et je tiens à en remercier toutes les personnes que j'ai eu le privilège de rencontrer pendant cette période. Vous êtes nombreux, et par conséquent je suis incapable de tous vous mentionner explicitement. Je suis sûr que, quand je relirai cette page dans un mois, dans un an ou dans dix ans, je me dirai que j'aurais dû mentionner explicitement x, y et z. Mais je pense que tous ceux à qui je pense en écrivant ce paragraphe savent que je pense à eux.

Merci à l'ensemble des membres de la collaboration DØ pour ces années.

Merci à toute la communauté « calo / opérations de DØ », ce fut un plaisir. Je tiens à mentionner en particulier Dean Schamberger, Marvin Johnson, Bob McCarthy, Bill Lee, George Ginther, Leo Bellantoni et Ashish Kumar. Merci aussi à la branche « algorithmes » du calo et à l'ensemble de la communauté « algorithmes » de DØ. Je tiens à souligner mes interactions avec Harry Melanson, Su-Yong Choi, Mike Hildreth, Erich Varnes, Alan Jonckheere, Volker Büscher, Laurent Duflot, Patrice Lebrun, Ursula Bassler, Patrice Verdier, Krisztian Peters, Jonathan Hays, Ariel Schwartzman, Cristina Galea, Serban Protopopescu, Amnon Harel, Thomas Millet, Christian Zeitnitz, Thorsten Kuhl et Gregorio Bernardi.

Merci aux physiciens affirmés de l'équipe m_W , en particulier à Pierre Pétroff, John Hobbs, Sarah Eno, Paul Grannis, Bob McCarthy, Tibor Kurca et Patrice Lebrun. Merci aussi à Qizhong Li et Robert Illingworth pour leur aide avec l'obtention et l'utilisation de ressources de calcul significatives à Fermilab. Les interactions avec nos amis « de l'autre côté de l'anneau » (en particulier Ashutosh Kotwal, Chris Hays et Mark Lancaster) et avec nos amis théoriciens (je tiens à mentionner en particulier Alessandro Vicini, Doreen Wackerroth, Guido Montagna, Pavel Nadolsky, Uli Baur et Giuseppe Bozzi) ont été aussi cruciales qu'agréables.

Sans doute le plus important : les études du calo et de m_W exposées dans ce mémoire n'auraient pas été possibles sans le travail colossal de nos étudiants (Matt Wetstein, Feng Guo, Jun Guo, Tim Andeen, Jyotsna Osta, Sahal Yacoob et Rafael Lopes de Sá) et post-doctorants (Hengne Li, Junjie Zhu, Mikolaj Cwiok et Alex Melnitchouk). Merci !

Deux personnes qui m'ont particulièrement marqué pendant le travail sur le calo et m_W sont Marco Verzocchi et Pierre Pétroff.

J'ai toujours pu compter sur un soutien sans faille de la part des générations de *spokespersons* de la collaboration DØ qui se sont succédées, et je l'apprécie beaucoup.

Les trois années que j'ai vécues à Batavia, IL sont une expérience inoubliable. Ceci inclut quelques activités extracurriculaires qui me font penser à Christian Schwanenberger, Tobias Golling, Arnulf Quadt, Beate Heinemann, Jörg Meyer, Arnaud Duperrin, Laurent Duflot, Ludovic Nicolas, Robert Zitoun, Jean-François Grivaz, Steve Muanza, Stéphanie Beauceron

et la bande de la maison du LPNHE à Fermilab, les potes de Saclay (en particulier Christophe Royon, Frédéric Déliot, Slava Shary et Boris Tuchming), Carsten Hensel, Jessica Levêque, Vesna Cuplov, Marc-André Pleier, Duncan Brown, Piyali Bannerjee, Brigitte Vachon, Sabine Lammers, ...

Un grand merci pour tout à Gérard Sajot et l'équipe DØ au LPSC (Yannick Arnoud, Sabine Crépe-Renaudin, Auguste Besson, Pavel Demine). Merci également à tous les membres du service administratif du LPSC pour leur aide; je pense en particulier à Chantal Mazzola et Sonia Benaissa et ont dû souffrir des dossiers pour mes déplacements.

Au moment où j'écris ce document je me suis déjà installé dans ma nouvelle vie au sein du groupe ATLAS du LPSC. Merci à tous les membres du groupe pour l'accueil chaleureux. Merci à mes collaborateurs directs (Quentin Buat, Le Bao Tran et Fairouz Malek) de m'avoir aidé à faire, pour la première fois de ma carrière, une recherche directe de nouvelles particules.

Un grand merci aux membres du jury de cette HDR. Merci à Andreas Höcker, Patrick Janot et Pierre Pétroff d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteurs. Les discussions avec vous m'ont beaucoup appris sur la physique. J'aimerais être capable d'écrire des rapports comme vous les écrivez. Merci à Jerry Blazey, Serge Kox et Jean-Pierre Lees qui ont, eux aussi, bien animé les discussions et qui ont contribué à une soutenance inoubliable. Merci, Jerry, d'avoir fait le long déplacement depuis Washington, DC.

Je dois beaucoup au CNRS/IN2P3. Merci pour ce cadre de travail extraordinaire. Aussi bien « à la maison » que pendant ma mise à disposition à Fermilab. Fermilab a été un magnifique laboratoire d'accueil. Merci aussi aux collègues du CC-IN2P3; c'est extraordinaire ce que vous avez fait pour faire tourner nos très lourdes tâches de simulation.

Catherine m'a demandé de ne pas la mentionner.

Bibliographie

- [1] T. Andeen, « *Measurement of the W boson mass with the $D\bar{O}$ Run II detector using the electron p_T spectrum* », thèse de doctorat, Université Northwestern (Etats-Unis), soutenue le 8 mai 2008.
- [2] M. Wetstein, « *Measurement of the W boson mass and width using a novel recoil model* », thèse de doctorat, Université du Maryland (Etats-Unis), soutenue le 24 avril 2009.
- [3] J. Guo, « *A precision measurement of the W boson mass* », thèse de doctorat, Université de l'Etat de New York (Etats-Unis), soutenue le 10 août 2009.
- [4] J. Osta, « *A precision measurement of the W boson mass with 1 fb^{-1} of $D\bar{O}$ data* », thèse de doctorat, Université de Notre Dame (Etats-Unis), soutenue le 30 octobre 2009.
- [5] S. Yacoob, « *Measurement of the W boson mass* », thèse de doctorat, Université Northwestern (Etats-Unis), soutenue le 3 mai 2010.
- [6] F. Guo, « *Ratio method of measuring the W boson mass* », thèse de doctorat, Université de l'Etat de New York (Etats-Unis), soutenue le 17 juin 2010.
- [7] R. Lopes de Sá, thèse de doctorat, Université de l'Etat de New York (Etats-Unis), soutenance prévue en mai 2013.
- [8] A.V. Kotwal et J. Stark, « *Measurement of the W boson mass at the Tevatron* », Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **58**, 147 (2008).
- [9] H. Flächer et al. (Collaboration Gfitter), « *Revisiting the global electroweak fit of the standard model and beyond with Gfitter* », Eur. Phys. J. **C60**, 543 (2009).
- [10] M. Baak et al. (Collaboration Gfitter), « *Updated status of the global electroweak fit and constraints on new physics* », arXiv:1107.0975 [hep-ph], envoyé à Eur. Phys. J. C (2011).
- [11] T. Hambye et K. Riesselmann, « *Matching conditions and Higgs boson mass upper bounds reexamined* », Phys. Rev. **D55**, 7255 (1997).
- [12] H.E. Haber et G.L. Kane, « *The search for supersymmetry : probing physics beyond the standard model* », Phys. Rept. **117**, 75 (1985).
- [13] J. Haestier, S. Heinemeyer, W. Hollik, D. Stöckinger, A.M. Weber, G. Weiglein, « *Precision observables in the MSSM : W mass and the muon magnetic moment* », AIPConf. Proc. **903**, 291 (2007).
- [14] Les Collaborations du LEP (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) et le groupe de travail électrofaible du LEP, « *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model* », hep-ex/0612034 (2006).
- [15] Les Collaborations CDF et $D\bar{O}$, « *Combination of CDF and $D\bar{O}$ results on W boson mass and width* », Phys. Rev. **D70**, 092008 (2004).

- [16] Le groupe de travail électrofaible du Tevatron (pour les Collaborations CDF et DØ), « *Combination of CDF and DØ results on the mass of the top quark* », hep-ex/0603039 (2006).
- [17] Le groupe de travail électrofaible du Tevatron (pour les Collaborations CDF et DØ), « *Combination of CDF and DØ results on the mass of the top quark using up to 5.8 fb⁻¹ of data* », arXiv:1107.5255 [hep-ex] (2011).
- [18] S. Abachi et al. (Collaboration DØ), « *The DØ detector* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A338**, 185 (1994).
- [19] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *The upgraded DØ detector* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A565**, 463 (2006).
- [20] R. Angstadt et al., « *The Layer 0 inner silicon detector of the DØ experiment* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A622**, 298 (2010).
- [21] M. Abolins et al., « *The Run IIB trigger upgrade for the DØ experiment* », IEEE Trans. Nucl. Sci. **51**, 340 (2004).
- [22] J. Bystricky et al., « *Algorithms and architecture for the L1 calorimeter trigger at DØ Run IIB* », IEEE Trans. Nucl. Sci. **51**, 351 (2004).
- [23] M. Abolins et al., « *Design and implementation of the new DØ Level 1 calorimeter trigger* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A584**, 75 (2008).
- [24] T. Millet, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, S. Calvet, B. Martin et S. Muanza, « *Calibration of the DØ Level 1 calorimeter trigger for Run IIB* », DØ note 5199, interne à la Collaboration DØ (2006).
- [25] B. Martin, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, T. Millet et S. Calvet, « *Validation of L1 jet and electron triggers in early Run IIB data and software tools for regular checks in the future* », DØ note 5201, interne à la Collaboration DØ (2006).
- [26] S. Calvet, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, S. Calvet, B. Martin et S. Muanza, « *l1cal2b_met_cert package and Level 1 MET triggers certification in Run IIB* », DØ note 5198, interne à la Collaboration DØ (2006).
- [27] F. Tissandier, A. Duperrin, J. Stark, P. Verdier et M. Verzocchi, « *Monte Carlo Calibration of DØ Level 1 calorimeter in TrigSim* », DØ note 5290, interne à la Collaboration DØ (2006).
- [28] P.M. Nadolsky, « *Theory of W and Z boson production* », AIP Conf. Proc. **753**, 158 (2005).
- [29] M.W. Krasny, F. Dydak, F. Fayette, W. Placzek, A. Siódmok, « *$\Delta M_W < 10 \text{ MeV}/c^2$ at the LHC : a forlorn hope ?* », arXiv:1004.2597 [hep-ex] (2010).
- [30] R. Brock (et al.) (Collaboration CTEQ), « *Handbook of perturbative QCD* », Rev. Mod. Phys. **67**, 157 (1995).
- [31] J. Beringer et al. (Particle Data Group), « *The review of particle physics* », Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012).
- [32] P.F. Harrison, « *Blind analysis* », J. Phys. **G28**, 2679 (2002).
- [33] J.R. Klein et A. Roodman, « *Blind analysis in nuclear and particle physics* », Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 141 (2005).
- [34] P. Pétrouff et J. Stark, « *Proposal to perform a blind measurement of the W mass in Run II* », DØ note 5388, interne à la Collaboration DØ (2007).

- [35] S. Abachi *et al.* (Collaboration DØ), « *Beam tests of the DØ uranium liquid argon end calorimeters* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A324**, 53 (1993).
- [36] H. Aihara *et al.*, « *Design, construction, and performance of the electromagnetic module of the DØ end calorimeter* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A325**, 393 (1993).
- [37] « *Technical Design Report : calorimeter electronics upgrade for Run II* », <http://www-d0.fnal.gov/hardware/cal/intro/tdr/tdrformat.htm> (1998).
- [38] B. Abbott *et al.* (Collaboration DØ), « *Measurement of the W boson mass* », Phys. Rev. **D58**, 092003 (1998).
- [39] R. Wigmans, « *Calorimetry : energy measurement in particle physics* », Oxford University Press, ISBN 0 19 850296 6 (2000).
- [40] J. Zhu, « *Determination of electron energy scale and energy resolution using $p14 Z \rightarrow e^+e^-$ data* », DØ note 4323, interne à la Collaboration DØ (2003).
- [41] J. Stark, « *Correction of the energy sharing problem in the calorimeter data* », DØ note 4267, interne à la Collaboration DØ (2003).
- [42] J. Stark, « *Correction of the tower two problem in the calorimeter data* », DØ note 4268, interne à la Collaboration DØ (2003).
- [43] F. Couderc, « *DØ switched capacitor arrays (SCA) failure description and detection* », DØ note 5231, interne à la Collaboration DØ (2006).
- [44] R. Zitoun, « *Calorimeter and data quality* », présentation plénière à la réunion de la collaboration DØ en juin 2003 à Beaune (France).
- [45] R. Zitoun, « *Study of the non-linearity of the DØ calorimeter readout chain* », DØ note 3997, interne à la Collaboration DØ (2002).
- [46] U. Bassler, « *Calorimeter calibration : online calibration procedures and online/offline database design* », DØ note 5316, interne à la Collaboration DØ (2007).
- [47] J. Stark, « *Calorimeter calibration* », présentation plénière à la réunion de la collaboration DØ en septembre 2004 au Fermilab (Etats-Unis).
- [48] P. Grannis, « *Calibrations using collider events* », DØ note 796, interne à la Collaboration DØ (1989).
- [49] P.-A. Delsart, J. Donini et P. Lebrun, « *Phi-intercalibration of the DØ calorimeter at Run II* », DØ note 4299, interne à la Collaboration DØ (2003).
- [50] J. Stark et M. Verzocchi, « *Trigger for EM calorimeter phi intercalibration & special runs* », présentation à la réunion du *Trigger Board* de la collaboration DØ le 13 août 2004.
- [51] M. Wetstein, J. Stark et M. Verzocchi, « *Gain calibration for the EM calorimeter in Run II* », DØ note 5004, interne à la Collaboration DØ (2006).
- [52] J. Stark et M. Verzocchi, « *Status of HCal calibration* », présentation à la réunion de l'équipe de coordination de la physique de la collaboration DØ le 29 avril 2005.
- [53] J. Kvita et K. Peters, « *Run II phi-intercalibration of the fine hadronic calorimeter* », DØ note 5005, interne à la Collaboration DØ (2006).
- [54] M. Cwiok et A. Haas, « *Run II η -intercalibration of the hadronic calorimeter* », DØ note 5006, interne à la Collaboration DØ (2006).
- [55] J. Stark, « *D'où est-ce que ça vient ?* », transparent numéro 14 de la présentation « *CALGO* » à la réunion DØ France le 8 novembre 2004.

-
- [56] J. Stark, « *The calorimeter, dead material, and a precise simulation thereof* », présentation à la réunion *All DØ meeting* le 9 juin 2006.
- [57] M. Adams et al., « *Design report of the central preshower detector for the DØ upgrade* », DØ note 3014, interne à la Collaboration DØ (1996).
- [58] D. Alton et J.-P. Konrath, « *Improving energy measurements with the central preshower detector* », DØ note 4665, interne à la Collaboration DØ (2005).
- [59] G. Grindhammer, M. Rudowicz et S. Peters, « *The fast simulation of electromagnetic and hadronic showers* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A290**, 469 (1990).
- [60] K.M. Chan et al., « *New Sets of Calorimeter Layer Weights for preco04 and p05* », DØ note 3835, interne à la Collaboration DØ (2001).
- [61] J. Stark, « *Understanding and modelling the calorimeter energy resolution* », présentation à la réunion du groupe de travail « masse du boson W » le 13 janvier 2006.
- [62] R. Brun et F. Carminati, « *GEANT - detector description and simulation tool* », CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993).
- [63] W.R. Nelson, H. Hirayama et D.W.O. Rogers, « *The EGS4 code system* », SLAC Report 265 (1985).
- [64] J. Stark, « *Modifications to the calorimeter simulation* », présentation à l'atelier (interne à la Collaboration DØ) « Monte Carlo Summit » le 20 juin 2006.
- [65] S.M. Seltzer et M.J. Berger, « *Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **B12**, 95 (1985).
- [66] J.H. Hubbell, H.A. Gimm et I. Øverbø, « *Pair, triplet, and total atomic cross sections (and mass attenuation coefficients) for 1 MeV – 100 GeV photons in elements $Z = 1$ to 100* », J. Phys. Chem. Ref. Data **9**, 1023 (1980).
- [67] J. Stark, « *On the dependence of the calorimeter gains on the instantaneous luminosity* », présentation à la réunion du groupe de travail « algorithmes pour le calorimètre » le 8 avril 2009.
- [68] C. Biscarat, « *Missing E_T at high luminosity, T_{42} , negative energy and all that* », présentation à la réunion « opérations du calorimètre » le 6 septembre 2007.
- [69] S. Palestini et al., « *Space charge in ionisation detectors and the NA48 electromagnetic calorimeter* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A421**, 75 (1999).
- [70] H. Montgomery et al. (Collaboration DØ), « *The DØ detector at TeV33* », arXiv:hep-ex/9804011 (1998).
- [71] W. Walkowiak, « *Drift velocity of free electrons in liquid argon* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A449**, 288 (2000).
- [72] J. Stark, « *EM calorimeter : η -equalisation and absolute scale* », présentation à la réunion de la collaboration DØ en décembre 2006 au Fermilab (Etats-Unis).
- [73] J. Stark et K. Peters, « *Towards understanding the Run IIb calorimeter calibration results* », présentation à la réunion du groupe de travail « algorithmes pour le calorimètre » le 27 février 2007.
- [74] J. Stark, « *Checks of calibration stability using $Z \rightarrow ee$ events* », présentation à la réunion du groupe de travail « calibration du calorimètre » le 12 février 2009.

- [75] J. Stark, « *EM calorimeter η -intercalibration and absolute scale* », présentation à la réunion du groupe de travail « calibration du calorimètre » le 2 novembre 2010.
- [76] G. Ginther, « *2009 shutdown and start-up* », présentation plénière à la réunion de la collaboration DØ en septembre 2009 au Fermilab (Etats-Unis).
- [77] A. Besson, « *Etude des événements di-leptons + 4 jets dans le Run II de l'expérience DØ à Fermilab* », thèse de doctorat, Université Joseph Fourier (Grenoble), soutenue le 1 octobre 2002.
- [78] J. Stark, « *On the long-term evolution of the calorimeter currents during Run II* », présentation à la réunion du groupe de travail « algorithmes pour le calorimètre » le 17 mars 2010.
- [79] J. Stark, « *On the long-term evolution of the calorimeter currents during Run II* », DØ note 6360, interne à la Collaboration DØ (2010).
- [80] R. McCarthy, « *Malter theory of DC currents in uranium modules* », DØ note 780, interne à la Collaboration DØ (1988).
- [81] A. Güntherschulze, « *Die Elektronengeschwindigkeit in Isolatoren bei hohen Feldstärken und ihre Beziehung zur Theorie des elektrischen Durchschlages* », Z. Phys. **86**, 778 (1933).
- [82] L. Malter, « *Anomalous secondary electron emission a new phenomenon* », Phys. Rev. **49**, 478 (1936).
- [83] L. Malter, « *Thin film field emission* », Phys. Rev. **50**, 48 (1936).
- [84] J. Stark, « *Review of literature on hysteresis effects in thin semiconductor layers in the context of rising Güntherschulze currents in the DØ calorimeter* », DØ note 6361, interne à la Collaboration DØ (2010).
- [85] J. Olesik and Z. Olesik, « *Malter effect in thin ITO films* », Optica Applicata **39**, 903 (2009).
- [86] H. Krause, H.-P. Bär et H. Schulze, « *Correlations between current-voltage characteristics and visible defect channels in thin SiO₂ films after field stress* », Phys. Stat. Sol. **A108**, K131 (1988).
- [87] H.-J. Fitting, Th. Hingst et E. Schreiber, « *Breakdown and high-energy electron vacuum emission of MIS-structures* », J. Phys. **D32**, 1963 (1999).
- [88] J. Stark, P. Lebrun et B. Penning, « *Proposal for end of run calibration* », DØ note 6180, interne à la Collaboration DØ (2011).
- [89] B. Penning, P. Lebrun, J. Stark et S. Yang, présentations à la réunion du groupe de travail « calibration du calorimètre » le 27 septembre 2011.
- [90] M. Verzocchi, « *Data quality as seen from the WZ group* », présentation plénière à la réunion de la collaboration DØ en juin 2003 à Beaune (Bourgogne).
- [91] G. Petrillo pour la Collaboration DØ, « *Measurement of the jet energy scale at DØ* », J. Phys. Conf. Ser. **323**, 012004 (2011).
- [92] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), article pour soumission à Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, en préparation (2012).
- [93] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Precise measurement of the top-quark mass from lepton+jets events at DØ* », Phys. Rev. **D84**, 032004 (2011).
- [94] T. Aaltonen et al. (Collaborations CDF et DØ), « *Combination of the top-quark mass measurements from the Tevatron collider* », Phys. Rev. **D86**, 092003 (2012).

-
- [95] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of $|V_{tb}|$* », Phys. Rev. Lett. **98**, 181802 (2007).
 - [96] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Measurement of the inclusive jet cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV* », Phys. Rev. **D85**, 052006 (2012).
 - [97] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Bounds on an anomalous dijet resonance in W +jets production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV* », Phys. Rev. Lett. **107**, 011804 (2011).
 - [98] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Model independent search for new phenomena in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV* », Phys. Rev. **D85**, 092015 (2012).
 - [99] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Observation of ZZ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV* », Phys. Rev. Lett. **101**, 171803 (2008).
 - [100] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *$W\gamma$ production and limits on anomalous $WW\gamma$ couplings in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV* », Phys. Rev. Lett. **107**, 241803 (2011).
 - [101] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Measurement of the W boson mass* », Phys. Rev. Lett. **103**, 141801 (2009).
 - [102] T. Andeen, M. Cwiok, S. Eno, F. Guo, J. Guo, M. Hildreth, J. Hobbs, R. McCarthy, A. Melnitchouk, J. Osta, P. Pétroff, M. Rijssenbeek, H. Schellman, J. Stark, M. Wetstein, S. Yacoob et J. Zhu, « *W mass measurement in full Geant Monte Carlo* », DØ note 5659, interne à la Collaboration DØ (2009).
 - [103] T. Andeen, M. Cwiok, S. Eno, F. Guo, J. Guo, M. Hildreth, J. Hobbs, R. McCarthy, A. Melnitchouk, J. Osta, P. Pétroff, M. Rijssenbeek, H. Schellman, J. Stark, M. Wetstein, S. Yacoob et J. Zhu, « *Measurement of the W boson mass using Run IIa data* », DØ note 5658, interne à la Collaboration DØ (2009).
 - [104] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Measurement of the W boson mass with the DØ detector* », Phys. Rev. Lett. **108**, 151804 (2012).
 - [105] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Measurement of the W Boson Mass with 4.3 fb^{-1} of data at DØ* », article pour soumission à Phys. Rev D, actuellement en revue interne à la Collaboration DØ (2012).
 - [106] D. Boline, J. Hobbs, T. Kurca, P. Lebrun, H. Li, R. Lopes de Sá, R. McCarthy, A. Melnitchouk, P. Pétroff, B. Quinn, H. Schellman, J. Stark et S. Yacoob, « *W mass measurement in full Geant Monte Carlo in Run IIb* », DØ note 6267, interne à la Collaboration DØ (2012).
 - [107] D. Boline, J. Hobbs, T. Kurca, P. Lebrun, H. Li, R. Lopes de Sá, R. McCarthy, A. Melnitchouk, P. Pétroff, B. Quinn, H. Schellman, J. Stark et S. Yacoob, « *Measurement of the W boson mass using Run IIb1/2 data* », DØ note 6268, interne à la Collaboration DØ (2012).
 - [108] J. Stark, « *A few questions and comments on ICD data quality* », présentation à la réunion « opérations du calorimètre » le 25 août 2005.
 - [109] J. Stark, « *Calorimetry for $> 10\text{ fb}^{-1}$* », présentation plénière à la réunion de la collaboration DØ en juillet 2010 à Marseille (Provence-Alpes-Côte d’Azur).
 - [110] J. Alitti et al. (Collaboration UA2), « *An improved determination of the ratio of W and Z masses at the CERN $p\bar{p}$ collider* », Phys. Lett. **B276**, 354 (1992).
 - [111] G.A. Ladinsky et C.-P. Yuan, « *The nonperturbative regime in QCD resummation for gauge boson production at hadron colliders* », Phys. Rev. **D50**, 4239 (1994).

- [112] C. Balazs et C.-P. Yuan, « *Soft gluon effects on lepton pairs at hadron colliders* », Phys. Rev. **D56**, 5558 (1997).
- [113] F. Landry, R. Brock, P.M. Nadolsky et C.-P. Yuan, « *Tevatron Run-1 Z boson data and Collins-Soper-Sterman resummation formalism* », Phys. Rev. **D67**, 073016 (2003).
- [114] P.M. Nadolsky, H.-L. Lai, Q.-H. Cao, J. Huston, J. Pumplin, D. Stump, W.-K. Tung et C.-P. Yuan, « *Implications of CTEQ global analysis for collider observables* », Phys. Rev. **D78**, 013004 (2008).
- [115] P. Golonka et Z. Was, « *PHOTOS Monte Carlo : a precision tool for QED corrections in Z and W decays* », Eur. Phys. J. **C45**, 97 (2006).
- [116] U. Baur, S. Keller et D. Wackeroth, « *Electroweak radiative corrections to W boson production in hadronic collisions* », Phys. Rev. **D59**, 013002 (1998).
- [117] U. Baur, S. Keller et W.K. Sakumoto, « *QED radiative corrections to Z boson production and the forward backward asymmetry at hadron colliders* », Phys. Rev. **D57**, 199 (1998).
- [118] U. Baur, O. Brein, W. Hollik, C. Schappacher et D. Wackeroth, « *Electroweak radiative corrections to neutral current Drell-Yan processes at hadron colliders* », Phys. Rev. **D65**, 033007 (2002).
- [119] J. Stark, « *Review of the Tevatron experience* », présentation invitée au « *Plenary meeting of the Working Group on Electroweak precision measurements at the LHC* », CERN (Suisse), 4-5 avril 2011.
- [120] H. Li et J. Stark, « *Measurement of the electron identification efficiency for the DØ Run IIb W mass analysis* », DØ note 6266, interne à la Collaboration DØ (2012).
- [121] A. Melnitchouk et J. Stark, « *Treatment of electron energy losses near the ϕ -module boundaries in the central calorimeter in the Run IIb W mass measurement* », DØ note 6086, interne à la Collaboration DØ (2012).
- [122] H. Li, J. Stark et S. Yacoob, « *Electron window effect correction for the DØ Run IIb W mass measurement* », DØ note 6265, interne à la Collaboration DØ (2012).
- [123] T. Andeen et A. Melnitchouk, « *Measurement of electron energy scale and offset with $Z \rightarrow ee$ full Monte Carlo and data* », DØ note 5662, interne à la Collaboration DØ (2009).
- [124] T. Sjöstrand, S. Mrenna et P. Skands, « *PYTHIA 6.4 physics and manual* », JHEP **05**, 026 (2006).
- [125] S. Jadach, J.H. Kuhn et Z. Was, « *TAUOLA : a library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarised tau leptons* », Comput. Phys. Commun. **64**, 275 (1990).
- [126] M. Jezabek, Z. Was, S. Jadach et J.H. Kuhn, « *The tau decay library TAUOLA, update with exact $\mathcal{O}(\alpha)$ QED corrections in $\tau \rightarrow \mu(e) \nu \bar{\nu}$ decay modes* », Comput. Phys. Commun. **70**, 69 (1992).
- [127] S. Jadach, Z. Was, R. Decker et J.H. Kuhn, « *The tau decay library TAUOLA : Version 2.4* », Comput. Phys. Commun. **76**, 361 (1993).
- [128] S. Desai, « *Missing E_T in the dilepton+jets final state* », présentation à l'atelier (interne à la Collaboration DØ) sur l'énergie transverse manquante le 8 décembre 2009 à Fermilab.
- [129] J. Stark au nom de la collaboration DØ, « *Measurement of the W boson mass at DØ using 5 fb^{-1} of data* », séminaire « *Wine & Cheese* » au Laboratoire National Fermi (Batavia, IL, Etats-Unis), le 1 mars 2012.

-
- [130] L. Lyons, D. Gibout et P. Clifford, « *How to combine correlated estimates of a single physical quantity* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A270**, 110 (1988).
 - [131] A. Valassi, « *Combining correlated measurements of several different physical quantities* », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. **A500**, 391 (2003).
 - [132] Y. Amhis et al. (Collaboration *Heavy Flavor Averaging Group*), « *Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of early 2012* », arXiv:1207.1158 [hep-ex], chapitre « *Methodology* » (2012).
 - [133] T. Aaltonen et al (Collaboration CDF), « *Precise measurement of the W boson mass with the CDF II detector* », Phys. Rev. Lett. **108**, 151803 (2012).
 - [134] Le groupe de travail « » pour les Collaborations CDF et DØ, « *2012 update of the combination of CDF and DØ results for the mass of the W boson* », FERMILAB-TM-2532-E, arXiv:1204.0042 (2012).
 - [135] Collaborations CDF et DØ, article pour soumission à Phys. Rev D, en préparation (2012).
 - [136] G. Aad et al. (Collaboration ATLAS), « *Observation of a new particle in the search for the standard model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC* », Phys. Lett. **B716**, 1 (2012).
 - [137] S. Chatrchyan et al. (Collaboration CMS), « *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC* », Phys. Lett. **B716**, 30 (2012).
 - [138] Reproduit d'une mise à jour non-publiée des Réfs. [139, 140] qui inclut les calculs des Réfs. [141–144] à l'ordre de deux boucles pour les observables de précision (2012).
 - [139] S. Heinemeyer, W. Hollik, D. Stockinger, A.M. Weber et G. Weiglein, « *Precise prediction for M_W in the MSSM* », JHEP **08**, 052 (2006).
 - [140] S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, « *Electroweak precision observables in the minimal supersymmetric standard model* », Phys. Rept. **425**, 265 (2006).
 - [141] A. Djouadi, P. Gambino, S. Heinemeyer, W. Hollik, C. Jünger et G. Weiglein, « *Supersymmetric contributions to electroweak precision observables : QCD corrections* », Phys. Rev. Lett. **78**, 3626 (1997).
 - [142] A. Djouadi, P. Gambino, S. Heinemeyer, W. Hollik, C. Jünger et G. Weiglein, « *Leading QCD corrections to scalar quark contributions to electroweak precision observables* », Phys. Rev. **D57**, 4179 (1998).
 - [143] S. Heinemeyer et G. Weiglein, « *Leading electroweak two-loop corrections to precision observables in the MSSM* », JHEP **10**, 072 (2002).
 - [144] J. Haestier, S. Heinemeyer, D. Stöckinger et G. Weiglein, « *Electroweak precision observables : two-loop Yukawa corrections of supersymmetric particles* », JHEP **12**, 027 (2005).
 - [145] H.E. Haber, « *Non-minimal Higgs sectors : the decoupling limit and its phenomenological implications* », arXiv:9501320 [hep-ph], publié dans les actes du « *Workshop on Electroweak Symmetry Breaking* », Budapest (Hongrie), 11-13 juillet 1994.
 - [146] J. Stark au nom de la collaboration DØ, « *Measurement of the W boson mass using 1 fb⁻¹ of DØ data from Run II of the Fermilab Tevatron* », séminaire « *Wine & Cheese* » au Laboratoire National Fermi (Batavia, IL, Etats-Unis), le 20 mars 2009.
 - [147] J. Stark au nom de la collaboration DØ, « *W/Z boson properties, including W mass, at the Tevatron* », présentation plénière invitée aux XLIV^{èmes} Rencontres de Moriond sur l'interaction électrofaible, 7–14 mars 2009, La Thuile (Italie).

- [148] H. Li au nom de la collaboration DØ, « *A new measurement of the W boson mass at $DØ$* », présentation plénière invitée aux XLVII^{èmes} Rencontres de Moriond sur l'interaction électrofaible, 4–10 mars 2012, La Thuile (Italie).
- [149] C. Bernaciak et D. Wackeroth, « *Combining NLO QCD and electroweak radiative corrections to W boson production at hadron colliders in the POWHEG framework* », Phys. Rev. **D85**, 093003 (2012).
- [150] L. Barzè, G. Montagna, P. Nason, O. Nicrosini et F. Piccinini, « *Implementation of electroweak corrections in the POWHEG box : single W production* », JHEP **1204**, 037 (2012).
- [151] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P.M. Nadolsky, J. Pumplin et C.-P. Yuan, « *New parton distributions for collider physics* », Phys. Rev. **D82**, 074024 (2010).
- [152] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Measurement of the muon charge asymmetry from W boson decays* », Phys. Rev. **D77**, 011106 (2008).
- [153] V.M. Abazov et al. (Collaboration DØ), « *Measurement of the electron charge asymmetry in $p\bar{p} \rightarrow W + X \rightarrow e\nu + X$ events at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV* », Phys. Rev. Lett. **101**, 211801 (2008).
- [154] T. Aaltonen et al. (Collaboration CDF), « *Direct measurement of the W production charge asymmetry in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV* », Phys. Rev. Lett. **102**, 181801 (2009).
- [155] S. Schael et al. (Collaboration ALEPH), « *Measurement of the W boson mass and width in e^+e^- collisions at LEP* », Eur. Phys. J. **C47**, 309 (2006).
- [156] J. Abdallah et al. (Collaboration DELPHI), « *Measurement of the mass and width of the W boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 161$ GeV – 209 GeV* », Eur. Phys. J. **C55**, 1 (2008).
- [157] P. Achard et al. (Collaboration L3), « *Measurement of the mass and the width of the W boson at LEP* », Eur. Phys. J. **C45**, 569 (2006).
- [158] G. Abbiendi et al. (Collaboration OPAL), « *Measurement of the mass and width of the W boson* », Eur. Phys. J. **C45**, 307 (2006).
- [159] R. Barate et al. (Collaboration ALEPH), « *Measurement of the W mass in e^+e^- collisions at production threshold* », Phys. Lett. **B401**, 347 (1997).
- [160] P. Abreu et al. (Collaboration DELPHI), « *Measurement and interpretation of the W -pair cross-section in e^+e^- interactions at 161 GeV* », Phys. Lett. **B397**, 158 (1997).
- [161] M. Acciarri et al. (Collaboration L3), « *Pair production of W bosons in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 161$ GeV* », Phys. Lett. **B398**, 223 (1997).
- [162] K. Ackerstaff et al. (Collaboration OPAL), « *Measurement of the mass of the W boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 161$ GeV* », Phys. Lett. **B389**, 416 (1996).
- [163] G. Wilson, « *Precision measurement of the W mass with a polarised threshold scan at a linear collider* », LC-PHSM-2001-009, publié dans « *2nd ECFA/DESY study 1998-2001* » (2001).
- [164] U. Baur, R. Clare, J. Erler, S. Heinemeyer, D. Wackeroth, G. Weiglein et D.R. Wood, « *Theoretical and experimental status of the indirect Higgs boson mass determination in the standard model* », arXiv:hep-ph/0111314, publié dans les actes du « *Workshop on the future of particle physics* », Snowmass, Colorado, USA (2001).
- [165] L. Randall et R. Sundrum, « *A large mass hierarchy from a small extra dimension* », Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999).

- [166] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos et G. Dvali, « *The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter* », Phys. Lett. **B429**, 263 (1998).
- [167] G. Aad et al. (Collaboration ATLAS), « *Search for extra dimensions in diphoton events using proton-proton collisions recorded at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector at the LHC* », [arXiv:1210.8389 \[hep-ex\]](#), envoyé à Phys. Lett. B (2012).
- [168] « *Illuminating extra dimensions with photons*, CERN Courier, Volume 52 Issue 9, (2012).
- [169] M. Moretti, S. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau et A.D. Polosa, « *Higgs boson self-couplings at the LHC as a probe of extended Higgs sectors* », JHEP **0502**, 024 (2005).